

FUNK UND TON

Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

AUS DEM INHALT

Dr. W. KLEINSTEUBER und Ing. G. RIESE: Über die
Trennschärfe bei Rundfunkempfängern

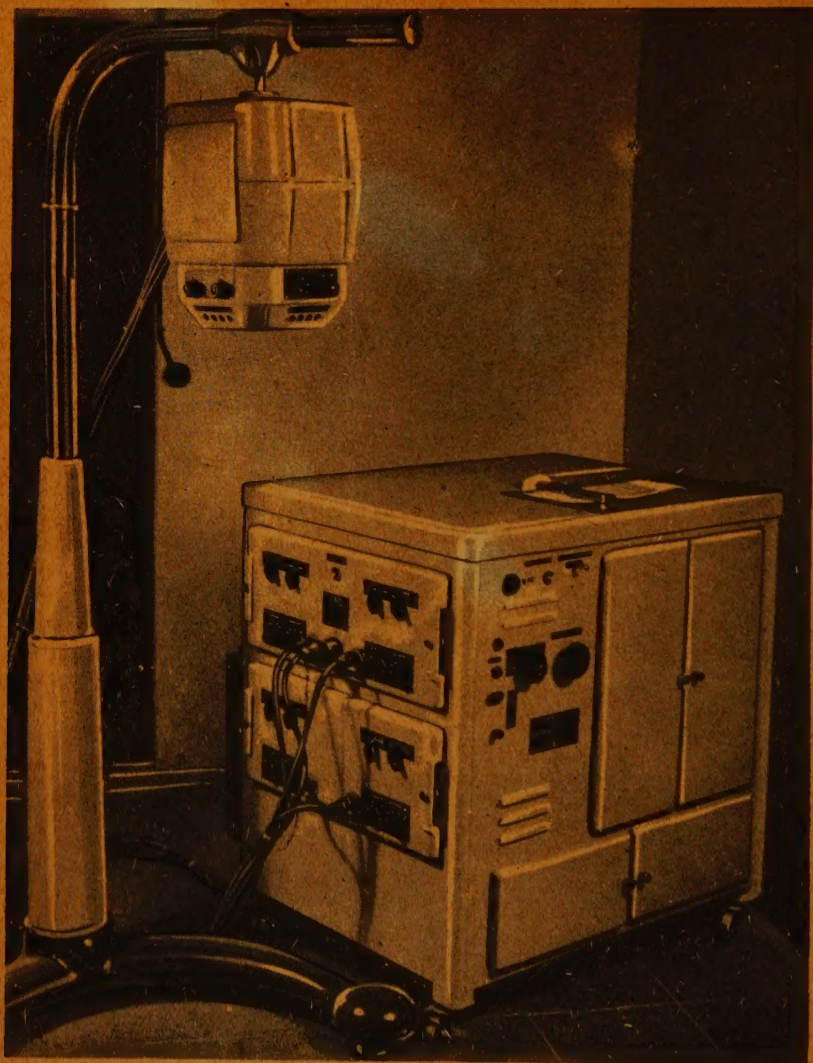
Dr. H. A. HESS: Das Kurzwellenecho

GASTON POTIER: Procédés et dispositifs utilisés dans les
transmissions multiplex par impulsions

KURT PFEIL: Der Gleichlauf im Super

JULI 1948 • HEFT 7 • PREIS 3 MARK

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK G.M.B.H.



Aufnahme: Schwahn

Elektro-Encephalograph

zur Registrierung des zeitlichen Verlaufes von elektrischen Strömen des Gehirns. Auf einem fortlaufenden Papierstreifen zeichnen vier gleiche Schreibsysteme mit je einem zugehörigen Verstärker sofort ables- und auswertbare Registrierungen auf. Zur Erleichterung der Auswertung kann mit einem fünften System am unteren Rand des Papierstreifens eine Zeitmarke geschrieben werden, ein sechstes System erlaubt am oberen Rand die Markierung des Zeitpunktes von willkürlich gegebenen Reizen und ähnliches

Über die Trennschärfe bei Rundfunkempfängern

Im allgemeinen wird für den Rundfunkempfänger bei Angabe der Trennschärfe das Verhältnis der Ausgangsspannung zweier Frequenzen im Abstand von 9 kHz angegeben, bei der die eine Frequenz gleichzeitig die eingestellte Empfangsfrequenz des Empfängers ist, oder man gibt allgemeiner den Frequenzverlauf der Ausgangsspannung in der Umgebung der eingestellten Empfangsfrequenz. Diese Angabe kann man als Charakterisierung der Nahselektion bezeichnen. Die Weitab-Selektion wird dadurch nicht gegeben.

1. Bedingungen und Voraussetzungen

Diese Weitab-Selektion, z. B. die Dämpfung einer Frequenz 700 kHz bei einer eingestellten Frequenz von 550 kHz, ist von Interesse, wenn z. B. 700 kHz die Frequenz eines starken Ortssenders ist. Für die Unterdrückung des Ortssenders wird eine erhebliche Dämpfung verlangt. Es scheint daher von Interesse, einen Überblick über die möglichen maximalen Dämpfungen in größeren Frequenzabständen zu geben, da uns nicht bekannt ist, daß bisher Unterlagen dafür veröffentlicht worden sind. Insbesondere interessieren dabei die möglichen Dämpfungen von Ein- und Zweikreisern, die in der heutigen deutschen Rundfunktechnik mehr als früher vorherrschen. Der Mehrkreiser — meistens als Super ausgeführt — hat, von ganz extrem gelagerten Fällen abgesehen, die Dämpfung, die auch neben einem sehr starken Ortssender einen befriedigenden Fernempfang zuläßt.

Hat man beispielsweise einen Zweikreiser mit einer Eingangsempfindlichkeit von 250 μ V bei einer mittleren Ausgangslautstärke, so verlangt man, daß ein Störseher eine wirksame Empfangsspannung von höchstens 25 μ V besitzt, damit die Lautstärke dieses Senders praktisch im Störpegel untergeht. Nimmt man an, daß der Ortssender eine Antennen-Eingangsspannung von 100 mV hat, so ergibt das eine notwendige Dämpfung von $\frac{100}{25 \cdot 10^{-3}} = 4 \cdot 10^3$ oder rd. 8,8 N.

Für einen Einkreiser ist mit einer Empfindlichkeit bei optimaler, stabiler Rückkopplung von etwa 1 mV zu rechnen, also mit einer zulässigen Störfeldstärke von 100 μ V, so daß die notwendige Dämpfung hier 10^3 gleich 6,9 N ist. Die Frage

entsteht: sind diese Dämpfungen zu erreichen bzw. bei welchen Frequenzabständen erreicht man sie?

Es wird sich zeigen, daß der Einkreiser diese Forderungen nicht erfüllen kann, daß der Zwei- und Dreikreiser sie lediglich erfüllt, und daß erst der Vier-, Fünf- und Mehrkreiser, der größtenteils als Überlagerungsempfänger ausgeführt ist, diese Selektionsforderungen erfüllt. Dabei ist aber zu bedenken, daß diese Dämpfungen vom Eingang bis zum Ausgang gerechnet sind. Es können aber beim Überlagerungsempfänger durch das nichtlineare Element des Überlagerers Schwierigkeiten entstehen, weil an der Stelle des Überlagerers die hohe Dämpfung, wie sie vom Überlagerungsempfänger insgesamt erwartet werden kann, noch nicht vorhanden ist, so daß ein starker Ortssender an der Stelle des nichtlinearen Mischungsgliedes zwar schon merklich gedämpft ist, aber noch immer so stark sein kann, daß durch zufällig passende Kombinationen $nf_1 \pm mf_2 \pm pf_0$, (f_1, f_2 die beiden über die Antenne kommenden Hochfrequenzen; f_0 die Frequenz des Oszillators), die in das Zwischenfrequenzband hineinfallen, eine störende Modulation in der Zwischenfrequenz entsteht.

2. Numerische Ergebnisse

In Abb. 1 sind einige solcher Dämpfungskurven in Funktion von $x = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$

aufgetragen, wobei ω_0 die Resonanzfrequenz ist, die beim Zweikreiser beiden Kreisen gemein ist. Nimmt man an, daß die zu empfangende Frequenz und die Störfrequenz mit gleicher Amplitude von der Antenne aufgenommen werden, so interessiert das Verhältnis der Amplitude der Resonanzfrequenz U_{res} zur Amplitude der Störfrequenz U_{st} , oder zur besseren Darstellung der Logarithmus dieses Verhältnisses. Statt dessen kann man auch fragen, in welchem Verhältnis die Verstärkungen der beiden Frequenzen stehen, was zum gleichen Quotienten

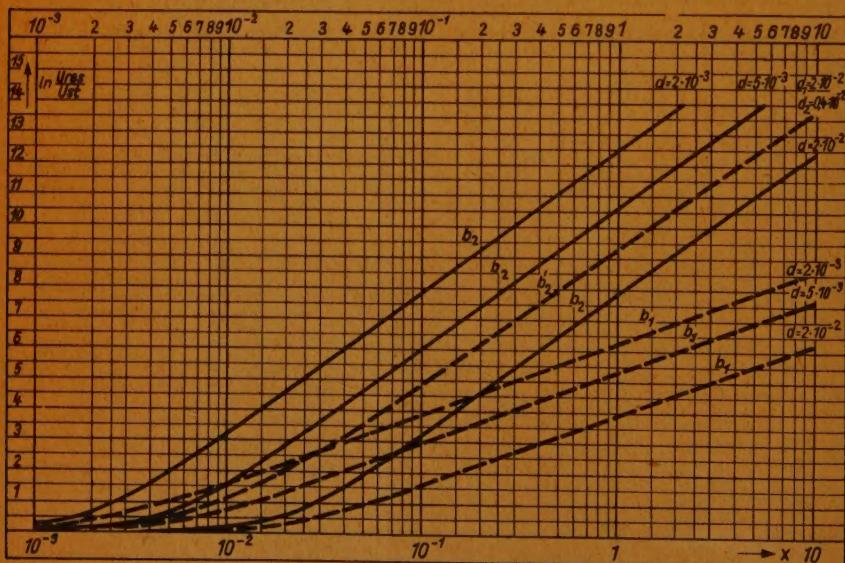


Abb. 1

führt. Der Logarithmus $\ln \frac{U_{\text{res}}}{U_{\text{st}}}$, der sich als Dämpfung bezeichnen läßt, ist in

Abb. 1 als b_1 für einen Einkreiser und als b_2 für einen Zweikreiser aufgetragen. Für den Zweikreiser ist zu beachten, daß im allgemeinen die Einzelkreise nicht die gleichen Dämpfungen haben, wie hier vorausgesetzt, sondern daß z. B. der zweite Kreis durch eine einstellbare Rückkopplung eine kleinere Dämpfung besitzt. Um sich auch darüber einen Überblick zu verschaffen, ist als gestrichelte Kurve b_2' für die Kreisdämpfungen $2 \cdot 10^{-2}$ und $0,4 \cdot 10^{-2}$ der Dämpfungsverlauf mit der Frequenz aufgetragen.

Um einen weiteren Überblick zu bekommen, ist in Abb. 2a und 2b in Funktion von x die gleiche Größe aufgetragen; hier wird aber vorausgesetzt, daß das betrachtete Gerät eine konstante Gesamtdämpfung von $\frac{\Delta f}{f_0} = 10^{-2}$ besitzt, wo

Δf der Abstand der Frequenzen oberhalb und unterhalb der Resonanzfrequenz ist, bei denen die Amplitude das 0,7-fache der Maximalamplitude in diesem Band beträgt. Dort sind die Kurven für den Ein-, Zwei- und Dreikreiser (F_1 , F_2 , F_3) zu sehen und die entsprechenden Dämpfungskurven für ein Bandfilter, das kritisch (F_{bk}) oder überkritisch ($F_{bü}$) gekoppelt ist. Man erkennt, daß bei großer Verstimmung das Bandfilter einem Zweikreiser überlegen ist und daß dieses Bandfilter etwa in der Mitte zwischen einem Zwei- und Dreikreiser liegt. In diesem Zusammenhang ist der Vorschlag von Limann über einen Zweiröhren-Geradeausempfänger in Bandfilteraufbau interessant [1], bei dem das Bandfilter

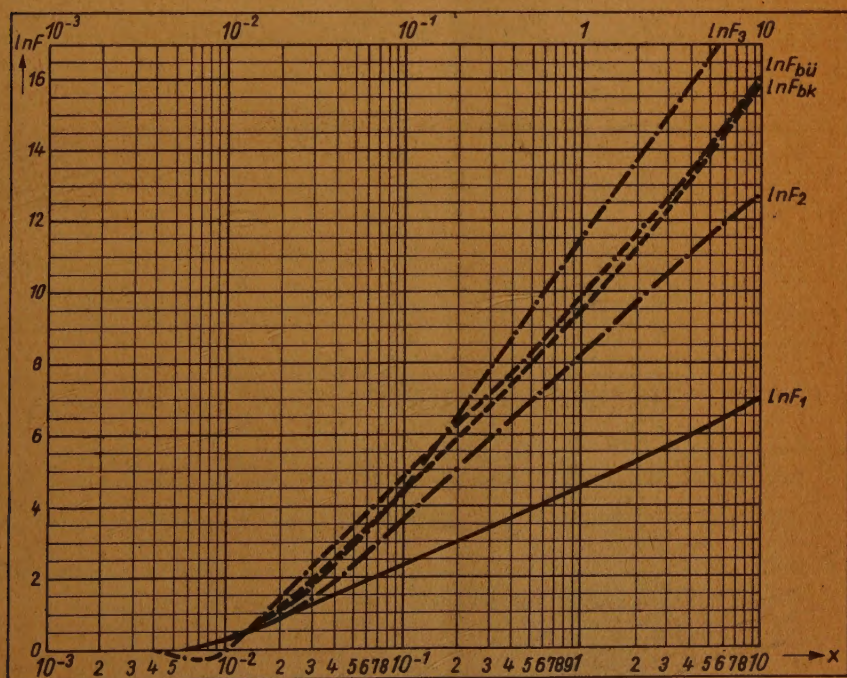


Abb. 2a

zwischen die aperiodisch an die Antenne angekoppelte H.F.-Verstärkerröhre und einen Anodengleichrichter geschaltet ist.

Während die Kurven für den Ein-, Zwei- und Dreikreiser in x symmetrisch zum Nullpunkt sind, bleibt für das Bandfilter diese Symmetrie nicht mehr erhalten, und zwar besitzt für das negative x das induktiv gekoppelte Bandfilter eine schlechtere Dämpfung, wie Abb. 2b zeigt, nämlich $\sim \ln 2x \sim \ln \frac{\omega_0}{\omega}$ für $x < 0$,

$\omega \ll \omega_0$ im Gegensatz zu $3 \ln x \sim 3 \ln \frac{\omega}{\omega_0}$ für $x > 0$, $\omega \gg \omega_0$. Für das kapazitiv

gekoppelte Bandfilter dreht sich der Verlauf gerade um, wobei für das positive x , d. h. für hohe Frequenzen, die Dämpfung schlechter ist als für tiefe Frequenzen.

3. Grundlagen und Erweiterung des Gültigkeitsbereiches von Abb. 2a, 2b

Diese Kurven wurden gewonnen aus den leicht zu beweisenden Formeln für F_1 , F_2 , F_3

$$F_1 = \ln \frac{U_{\text{res}}}{U_{\text{st}}} = \ln \sqrt{\frac{x^2}{\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2} + 1}$$

$$F_2 = \ln \frac{U_{\text{res}}}{U_{\text{st}}} = \ln \left[\frac{0,41 \cdot x^2}{\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2} + 1 \right]$$

$$F_3 = \ln \frac{U_{\text{res}}}{U_{\text{st}}} = \frac{3}{2} \ln \left[\frac{0,26 \cdot x^2}{\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2} + 1 \right]$$

und die entsprechenden Formeln für die Bandfilter

$$F_{bk} = \ln \frac{\omega}{\omega_0} \sqrt{\frac{x^4}{\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^4} + 1}$$

$$F_{ba} = \ln \frac{1,41 \omega}{\omega_0} \sqrt{\frac{x^4}{\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^4} - \frac{x^2}{\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2} + 0,50}$$

$$\text{mit} \quad \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{x}{2} + \sqrt{\frac{x^2}{4} + 1}$$

Die Voraussetzungen für die Ableitung dieser Gleichungen sind folgende:

Für eine einzige Stufe erhält man die Spannung oder die Verstärkung proportional zu $\frac{1}{\Re}$. In diesem \Re ist gegebenenfalls der innere Widerstand der

Röhre als Parallelwiderstand zum Anodenwiderstand zu berücksichtigen. Für ein Bandfilter erhält man sinngemäß den Ausdruck [2]

$$\frac{\omega M}{\Re_1 \Re_2 + \omega^2 M^2}$$

Für eine Rückkopplungsschaltung ist der innere Widerstand entsprechend zu

korrigieren, indem der Ohmsche Anteil des Parallelwiderstandes größer bzw. der Leitwert kleiner wird bei Anziehung der Rückkopplung. Für einen mehrstufigen Verstärker wird vorausgesetzt, daß die Rückkopplung von der Anode auf das vorhergehende Gitter erfolgt [8].

Um in Abb. 2, die für eine feste Gesamtdämpfung $\frac{\Delta f}{f_0} = 10^{-2}$ gerechnet worden ist, auch für andere Bandbreiten bzw. Dämpfungen einen Überblick zu haben, sei auf folgendes verwiesen: Für die Kurven F_1, F_2, F_3 ist mit $\frac{\Delta f}{f_0}$ nur der Maßstab in x zu ändern, um die neue Frequenzabhängigkeit zu haben. Bei den Bandfilterkurven gelten die folgenden Näherungen:

Für $x \leq 0,5$ ist z. B. bei Vergrößerung von $\frac{\Delta f}{f_0}$ um einen Faktor α die dazugehörige Kurve aus Abb. 2 dadurch zu erhalten, daß man den x -Maßstab um den gleichen Faktor α ändert; statt x ist dann αx zu lesen. Dagegen ist für $x \geq 1,5$ bei Änderung von $\frac{\Delta f}{f_0}$ die dazugehörige Kurve um die Größe $\ln \alpha^2$ parallel nach unten zu verschieben.

4. Meßergebnisse und Anwendungen

In Abb. 2a ist eine Reihe von Meßpunkten eingetragen, die aus Messungen an verschiedenen Einkreisern stammen. Durch Reduzierung des x -Maßstabes, wie eben besprochen, ist auf die vorgegebene Kurve mit $d = \frac{\Delta f}{f_0} = 10^{-2}$ angepaßt worden.

In Abb. 3 ist für einen Zweikreisler mit verschiedener Dämpfung in den zwei Kreisen Rechnung und Messung verglichen.

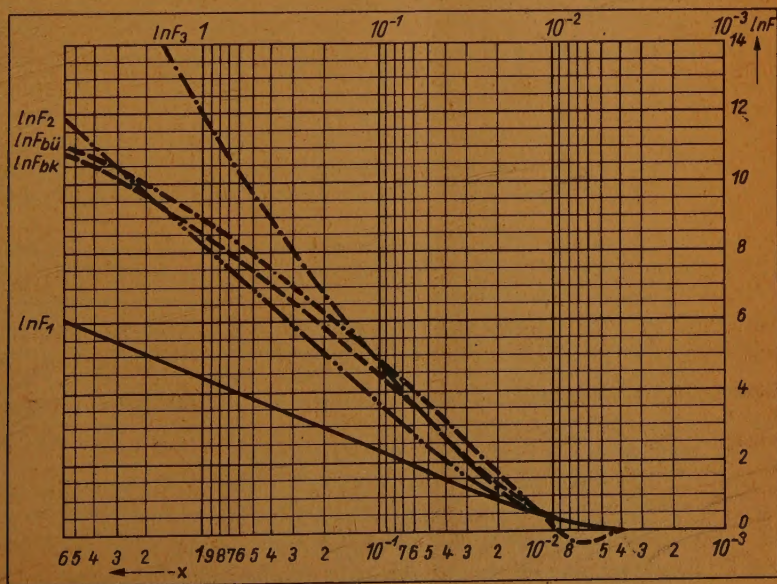


Abb. 2b

Jetzt mögen noch einige Schlußfolgerungen für die Praxis gezogen werden: betrachtet man z. B. den Mittelwellenbereich, so geht die Frequenz von etwa 550 kHz bis 1850 kHz, also ein maximales Verhältnis von 2,5. Das entspricht einem x -Wert von rd. 2,1. Man sieht aus Abb. 2, daß man bei schlechten Kreisen (Kreislüte 50) für einen Einkreiser mit der Dämpfung höchstens auf 4,5 N kommt, also praktisch ein Spannungsverhältnis von 1:100. Bei besseren Kreisen (Kreislüte 500), wie man sie durch Rückkopplung erreichen kann, kommt man auf rd. 7 N, d. h. ein Verhältnis von 1:1000. Entsprechend den oben angegebenen Werten heißt das, daß ein starker Ortssender über die gesamte Skala empfangen wird. Hat man, um ein weiteres Beispiel zu geben, ein Feldstärkeverhältnis 20:1, so ist eine Dämpfung 200:1 gleich 5,3 N zu verlangen. Auch hier ist vom Einkreiser keine hinreichende Dämpfung zu erreichen, um den Empfang des stärkeren Senders zu unterdrücken; diese Dämpfung ist für eine Kreislüte von 200 bei $x = 1,0$ vorhanden, das entspricht einem Frequenzverhältnis 1,62 oder 0,62, oder dem Abstand von halber Skalenbreite, z. B. von 550 kHz bis 890 kHz oder 1850 kHz bis 840 kHz. Für eine Kreislüte von 500 erhält man einen notwendigen Abstand $x = 0,4$ oder eine notwendige Verstimmung von annähernd 22%. Für den Zweikreiser verkleinert sich der Störbereich im Vergleich zum Einkreiser, die Trennschärfe wird verbessert, und bei einer mittleren Güte von rd. 100 käme man für eine Dämpfung von 7 N auf einen Frequenzabstand $x = 0,5$, was einer Verstimmung von rd. 28% entspricht; für eine Dämpfung von 8,3 N erhält man den Abstand $x = 0,75$, das ergibt $\frac{\omega}{\omega_0} = 1,45$. Für eine

Störfrequenz von 1 MHz mit 100 mV Eingangsspannung wird also mit den obengegebenen Voraussetzungen der Apparat ausgesteuert in einem Bereich von 0,70 bis 1,45 MHz. Dieser große Störbereich wird verringert, wenn man auf die volle Empfindlichkeit verzichtet durch Verkleinern der Eingangskopplung. Für die Empfangsfrequenz kann man, wie bekannt, die Empfindlichkeit durch Anziehen der Rückkopplung wieder verbessern und dadurch die ursprüngliche Lautstärke

bei einem vergrößerten Verhältnis von $\frac{U_{\text{res}}}{U_{\text{st}}}$ wieder herstellen.

Wie beim Einkreiser sei noch das Beispiel behandelt, wo ein Feldstärkenverhältnis 20:1 vorausgesetzt ist. Man erhält dann bei einer mittleren Kreislüte von 100 einen Frequenzabstand $x = 0,14$, das entspricht einem Frequenzverhältnis 1,07.

Aus diesen Ergebnissen läßt sich ein bemerkenswertes Resultat ableiten zum Vergleich zwischen dem H.F.-Teil eines Überlagerungsempfängers, bei dem die Eingangsstufe als Bandfilter ausgebildet ist, und dem H.F.-Teil mit einem einfachen Eingangskreis mit nachfolgender Verstärkerstufe die im Anodenkreis wieder einen einfachen Kreis besitzt. Dann ist vom Standpunkt der Trennschärfe das Bandfilter dem Zweikreiser überlegen. Vom Standpunkt der Empfindlichkeit ist der Zweikreiser in der HF-Stufe mit einer HF-Verstärkerröhre vorzuziehen, weil dadurch ein Teil des Eingangsrauschens, welches durch die Mischröhre verursacht wird, etwa um den Faktor 2÷3 verkleinert wird.

Ein Beispiel für die Trennschärfe eines Überlagerungsempfängers sei als Überschlag zum Schluß noch gegeben. Nimmt man einen Fünfkreis-Dreiröhrensuper mit einem einfachen Eingangskreis und einer ZF-Verstärkerröhre, die am Gitter

und an der Anode ein Bandfilter hat, so ergibt das bei $\frac{\Delta f}{f_0} = 10^{-2}$ und bei einer

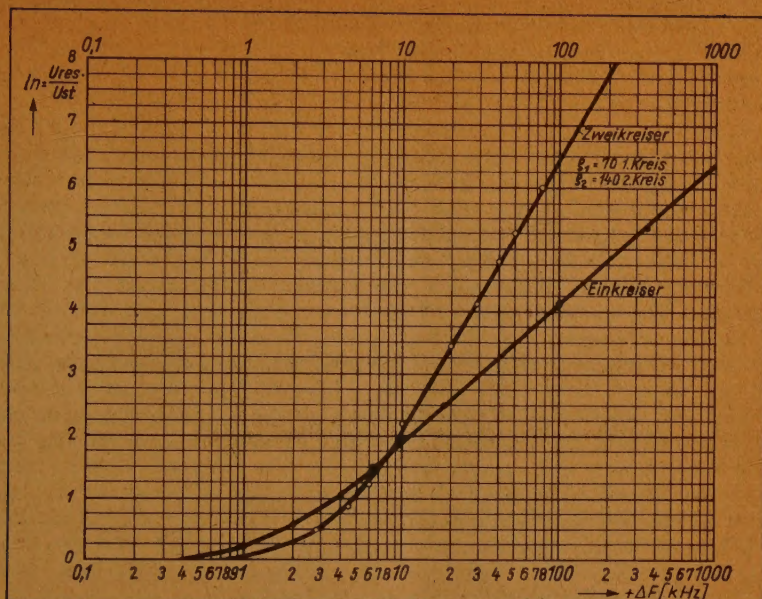


Abb. 3

Zwischenfrequenz $f_g = 470$ kHz eine absolute Bandbreite von $\pm 2,35$ kHz. Bei $x = 0,11$ ist die Dämpfung 5 N für ein Filter, für beide Filter also 10 N. Das entspricht einem Frequenzabstand von ± 26 kHz. Für eine Frequenz am kurzen Ende des Mittelwellenbereichs 1,35 MHz ist $\frac{0,026 \text{ MHz}}{1,35 \text{ MHz}} \sim 0,019$ oder im x-

Maßstab 0,04. Das ergibt eine zusätzliche Dämpfung in dem HF-Kreis von 2,5 N. Also ist bei einem Frequenzabstand von 26 kHz eine Dämpfung von rund 12 N vorhanden. Im Verhältnis zu einem Geradeaus-Dreikreis mit 3 N-Dämpfung hat der Super einen gewaltigen Vorteil.

Zusammenfassung

Der Aufsatz bietet eine Erweiterung der Aussagen über die Trennschärfe von Rundfunkempfängern im Hinblick auf die Weitab-Selektion und läßt erkennen, wie weit es möglich ist, den Empfang eines starken Senders, insbesondere eines Ortssenders, zu unterdrücken. Der Aufsatz zeigt die Grenzen des Ein- und Zweikreislers und zahlenmäßig die Überlegenheit des Überlagerungsempfängers. Er gibt einen Vergleich der Trennschärfe zweier Einfachkreise durch eine Röhre gekoppelt zu der eines Bandfilters. Einige praktische Beispiele werden gegeben.

Literatur

- [1] O. Limann: Der Bandfilter-Zweikreisler, Funk-Technik 4/48, S. 83.
- [2] Kammerloher: Hochfrequenztechnik I, Wintersche Verlagsbuchhandlung, Leipzig, 1943, S. 85, Gl. (48a) und (50).
- [3] Barkhausen: Elektronenröhren IV, 4. Aufl. Hirzel-Leipzig, 1943, S. 150, Gl. (124).

Das Kurzwellenecho*)

IV. Theoretischer Teil

Seitdem vor etwa 25 Jahren eine ionosphärische KW-Ausbreitung bekannt und die Erscheinung der Sprungzone, einer sogenannten empfangstoten Zone im Umkreis von zumeist einigen hundert Kilometern vom Sender beobachtet wurde, erklärte man sich ihr Zustandekommen mit einer Spiegelung an den ionisierten Schichten der höheren Atmosphäre. Nach den Reflexionsgesetzen gilt allgemein, daß ein unter einem sehr kleinen Winkel gegen den Horizont abgestrahlter Wellenzug die größte Reichweite haben muß und daß ein Zenitstrahl von der ionisierten Schicht wieder zum Sendeort zurückgeworfen wird. Die mittels Echolotung an den ionosphärischen Schichten erhaltenen Laufzeiten sind durch tägliche und jahreszeitliche Schwankungen gekennzeichnet und außerdem einer starken Abhängigkeit von der verwendeten Frequenz unterworfen, während sich im Gegensatz dazu bei den ersten Messungen des Jahres 1927 an Erdumläufen eine seltsame Konstanz der Laufzeit zeigte. Die einzelnen Werte waren nicht mehr als 1% voneinander verschieden. Aus diesen Gründen dürften wohl auch die von H. Mögel [1] durchgeführten Messungen in ihrer Richtigkeit angezweifelt und zu wenig beachtet worden sein. Die neueren Untersuchungen der Jahre 1941...45 mit verbesserten Meßgeräten ergaben jedoch für die Erdumläufe eine noch weit größere Konstanz, als sie damals von Mögel gefunden wurde. Durch sorgfältige Vermessungen an Signalen ferner KW-Sender wurde die Laufzeit eines vollständigen Umlaufes um die Erde als ein seltsam konstanter Wert von $0.1377_8 \pm 2 \cdot 10^{-4}$ sec. festgestellt. Dieser ist weder von der verwendeten Frequenz, der Tageszeit, der Jahreszeit, noch von der elfjährigen Sonnenfleckperiode abhängig. Gerade diese Tatsachen veranlaßten O. v. Schmidt, [2] die von ihm früher in der Seismik gemachte Entdeckung einer neuen Wellenausbreitung, der sogen. „Kopfwelle“, die sich entlang einer Grenzschicht zwischen zwei verschiedenen Medien ausbreitet, auch auf die ionosphärische KW-Ausbreitung zu beziehen.

In Abb. 19a, b und c sind drei verschiedene theoretische Betrachtungen für eine KW-Ausbreitung zwischen ROCKY POINT, N. Y. (USA), und FREDERIKSHAVN (Dänemark) gegenübergestellt. Die Entfernungen und die Erdkrümmung sind in den Abbildungen in der richtigen Proportion dargestellt. Außerdem wurde für die Höhe der F-Schicht 250 km und für die der E-Schicht 100 km zugrundegelegt.

Schon im Jahre 1926 wurde von H. Lassen [3] zusätzlich zu den zwischen Ionosphäre und Erdoberfläche erfolgenden Reflexionen eine Strahlung angenommen, die unter einem steilen Winkel auf die ionisierte Schicht auftrifft und sich in einer dünnen horizontalen Schicht mit laufender Energieabstrahlung zur Erdoberfläche fortpflanzen soll. Ein solcher Strahlengang ist gewissermaßen als eine Grenzbedingung anzusehen, denn ein Strahl unter weniger steilem Winkel soll in geringer Entfernung vom Sender nach der Erdoberfläche zurückgeworfen werden und die kleinste Sprungentfernung bedeuten, während ein noch etwas steilerer Strahl die ionisierte Schicht nach dem Weltraum durchdringt. Diese Art der Ausbreitung, die später als „Fernstrahlung“ bezeichnet

*) FUNK UND TON Bd. 2 (1948) Nr. 5, S. 244.

wurde, ist in Abb. 19a dargestellt. Berechnungen haben allerdings ergeben, daß infolge der Dämpfung in einer horizontalen Schicht eine starke Abnahme der Feldstärke [4] bedingt sei, was für eine geringe Reichweite der Fernstrahlung spricht. Die Existenz der Fernstrahlung soll später auch experimentell [5] nachgewiesen worden sein.

Die KW-Ausbreitung nach der v. Schmidtschen Kopfwellen-Theorie ist in Abb. 19b veranschaulicht und ist der Lassenschen „Fernstrahlung“ ähnlich. Nach v. Schmidt wird das Gebiet zwischen E- und F-Schicht, ähnlich einer Glasplatte, als ein optisch verschiedenes Medium angesehen. In der F-Schicht befindet sich eine weit stärkere Ionendichte als in der E-Schicht. Für eine Weiterleitung der Kurzwellen des Bereiches 10...20 MHz kann somit nur die F-Schicht in Frage kommen. Ein unter einem bestimmten steileren Winkel an die angenommene scharfe Grenze zwischen F-Schicht und dem Vakuum gelangender Strahl soll „totalreflektiert“ werden und entlang der Grenzschicht unter beständiger Abstrahlung zur Erdoberfläche verlaufen. Dabei wird eine Wellenfortpflanzung in der Grenzschicht mit Lichtgeschwindigkeit c angenommen, während die Geschwindigkeit zwischen E- und F-Schicht infolge der Dämpfung kleiner sein soll. Aus der gemessenen Zeit des Erdumlaufes von $t_u = 0,1377_8$ sec und der Lichtgeschwindigkeit $c = 299\,776$ km/sec erhält man einen Weg von 41300 km, der um 1300 km größer ist als der Erdumfang u . Nimmt man nun an, daß sich die Funkwellen auf dem Kreis vom Radius $R + h$ mit der Lichtgeschwindigkeit c fortpflanzen, so liefert die Beziehung:

$$\frac{R + h}{R} = \frac{c}{u/t_u} = \frac{c}{(u - 2d)/t_i}$$

die Möglichkeit zur Berechnung der Schichthöhe h .

Aus 218 gut vermeßbaren Filmstreifen mit Erdumläufen ergab sich als Mittelwert eine scheinbare Geschwindigkeit von:

$$w_u = u/t_u = 290\,476 \text{ km/s}$$

und aus 785 guten Entfernungsbestimmungen eine solche von:

$$w_i = (u - 2d)/t_i = 290\,515 \text{ km/s}$$

(hierin ist d die Koordinaten-Entfernung zwischen Sender und Empfänger und t_i die Laufzeit zwischen dem direkten und dem rückwärtigen Signal).

Diese Werte zusammen mit $R = 6370$ km in die Gleichung:

$$h = R \left(\frac{c}{w_{u,i}} - 1 \right)$$

eingesetzt, gibt:

$$h = 204 \text{ km } (w_u) \\ \text{und } h = 203 \text{ km } (w_i)$$

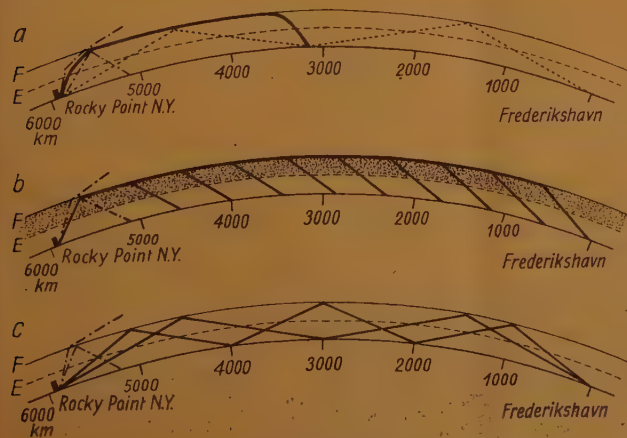


Abb. 19a, b und c.

Drei theoretische Betrachtungen über die Kurzwellenausbreitung

Diese zwei aus ganz verschiedenartigen Messungen stammenden Werte zeigen eine bemerkenswerte Übereinstimmung für die Höhe der angenommenen ionosphärischen Grenzschicht.

Bei der Anwendung der Kopfwellen-Theorie auf die ionosphärische Fernausbreitung stützte sich O. v. Schmidt auch auf fremde Messungen über Einfallswinkel bei fernen KW-Sendern im Frequenzbereich zwischen 10 und 20 MHz, die bei Telefunken [6] im Jahre 1939 durchgeführt wurden. Diese Messungen ergaben Erhebungswinkel zwischen 15° und 25° , was im Hinblick auf die konstante Umlaufzeit für eine in mehrfachen Reflexionen (Zickzackwege) erfolgende KW-Übertragung zu einem Widerspruch führen muß, wie aus Abb. 20 zu ersehen ist. Auf der Ordinate ist die Laufzeit t_0 und auf der Abszisse der Erhebungswinkel ϑ aufgetragen. Als Parameter sind verschieden angenommene Höhen der F-Schicht eingezeichnet. Zur Deutung der sehr konstanten Laufzeit von $0,13778$ sec muß demnach eine Schichthöhe von 250 km bei einem Erhebungswinkel von 3° vorauszusetzen sein.

In einer theoretischen Abhandlung über „Reflexion und Brechung von Kugelwellen; Effekte 2. Ordnung“ von H. Ott [7] werden außer der gewöhnlichen reflektierten und gebrochenen Kugelwelle weitere Arten von Wellen, sogen. „Flankenwellen“ gefunden, die mit den Beobachtungen von O. v. Schmidt in Einklang stehen.

Zu den O. v. Schmidtschen Ionosphären-Untersuchungen, die in einem Forschungsbericht der Deutschen Luftfahrtforschung [8] während des Krieges niedergelegt worden sind, hatte die Zentralstelle für Funkberatung [9] (Leitung W. Dieminger) Stellung genommen. Da Oswald v. Schmidt den Krieg nicht überlebt hat, sind durch den Verfasser seine Ideen und Berechnungen durch eine Veröffentlichung in der Zeitschrift für Naturforschung [10] weitergeleitet worden. Dazu erfolgten nun eine ausführliche Stellungnahme in einer Arbeit

„Zur Fernausbreitung der Kurzwellen“ von L. Hamberger und K. Rawer [11], in der die erstaunlich konstante Umlaufzeit der Kurzwellen um den Erdball mit der Vorstellung von mehrfachen in Zickzackwegen erfolgenden Reflexionen zwischen Ionosphäre und Erdoberfläche unter der Voraussetzung von sehr kleinen Erhebungswinkeln erklärt werden kann. Strahlen mit größeren Erhebungswinkeln haben wegen der größeren Dämpfung bei häufigeren Durchgängen durch die E- bzw. D-Schicht eine geringere Reichweite. So ist es auch verständlich, daß Weitstreckensignale nur unbedeutende Mehrweg-Phänomene zeigen, weil nur Strahlen unter sehr kleinen Erhebungswinkeln sehr große Reichweiten haben. In Abb. 21 sind die Rawerschen Berechnungen wiedergegeben, die für die Umlaufsignale 12 bis 17 Schritte zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre wahrscheinlich erscheinen lassen. Auf der Ordinate ist der Umweg pro Sprung in km und auf der Abszisse ist die Sprungweite in km aufgetragen. Die Kurvenscharen beziehen sich auf verschiedene Höhen der F-

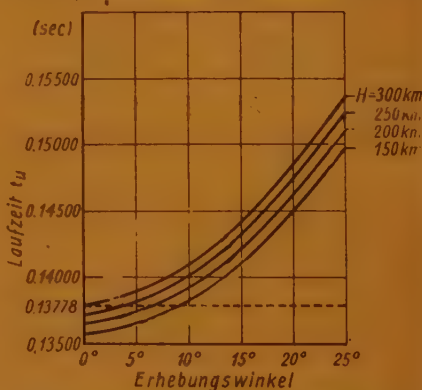


Abb. 20. Abhängigkeit der Erdumlaufzeit vom Erhebungswinkel und der Höhe der F-Schicht

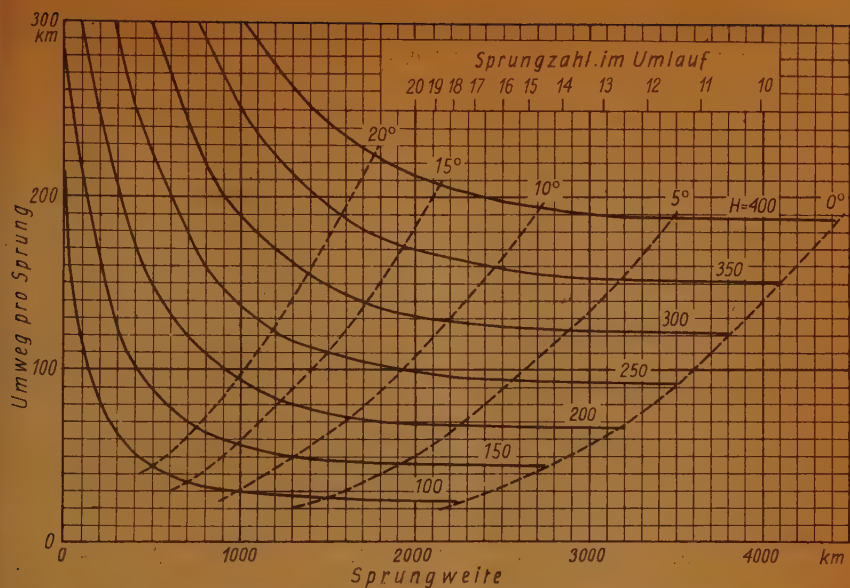


Abb. 21. Umweg pro Sprung in km in Abhängigkeit von der Sprungweite, der Höhe der F-Schicht und dem Erhebungswinkel (nach Hamberger und Rawer)

Schicht und auf Einfallswinkel zwischen 0° und 20° . So folgt für den Erdumlauf bei einer Änderung von 12 auf 13 Schritte unter Berücksichtigung einer Schichthöhe von 250 km ein Einfallswinkel, der unterhalb 5° liegt und ein Umweg von etwa 90 km pro Sprung.

Bei Erdumläufen liegen die Laufzeitunterschiede tatsächlich aber zwischen 0,13760 und 0,13805 sec, wobei zu bemerken ist, daß die Mehrzahl der Messungen 0,1377 sec ergeben hat. Dies bedeutet eine maximale Differenz von $\pm 0,22$ ms oder einen Umweg von maximal ± 65 km. Diese hohe Konstanz kann durch die Rawerschen Berechnungen nur dann befriedigend erklärt werden, wenn die Höhe der reflektierenden Schicht statt 250 km nur etwa 200...150 km betragen würde.

Abb. 19c zeigt eine Ausbreitung zwischen ROCKY POINT, N. Y. (USA), und FREDERIKSHAVN (Dänemark) in zwei und drei Schritten. Dabei ist die Ionosphäre als eine homogene, spiegelnde Schicht angenommen, wobei der Winkel des einfallenden Strahles gleich dem des ausfallenden ist. Diese Voraussetzung einer scharfen Symmetrie wurde auch in den Berechnungen von Rawer gemacht. Bei zwei Schritten ist der Erhebungswinkel 3° und bei drei Schritten ca. 10° . Zwischen zwei und drei Schritten errechnet sich ein Umweg von 114 km und zwischen drei und vier Schritten ein solcher von 156 km. Dies bedeutet, daß sich zwischen zwei und vier Schritten ein Umweg von 270 km ergibt. Mehrweg-Phänomene an den direkten Signalen von Rocky Point, die diesen Differenzen entsprechen würden, konnten aber bei Frequenzen zwischen 10 und 20 MHz nur sehr selten festgestellt werden. In Abb. 22 ist eine Aufnahme des direkten Signales von WKO-15970 kHz, ROCKY POINT, N. Y., vom 8. 11. 1944, $14^h 29$ MEZ wiedergegeben. Es sind deutlich zwei ineinandergeschachtelte

Signale mit einem Umweg von etwa 100 km zu erkennen. Die zuerst ankommende schwache Komponente würde zwei und die verspätete feldstarke Komponente drei Schritten entsprechen.

Rawer setzt bei seinen Berechnungen voraus, daß die Reflexionen an der F-Schicht fast verlustlos sind. Nach der von ihm ausgearbeiteten Vorstellung soll eine Verringerung der Feldstärke durch eine Verdünnung einerseits und durch die Dämpfung andererseits zu erwarten sein. Bei einer ebenen Ionosphäre und Erde hätte man durch Verdünnung mit einem Feldstärkeabfall nach dem Gesetz $1/r$ zu rechnen. Dieser wird durch die Dämpfung verschärft, die aber im Dämmerungsgürtel als unbeträchtlich angenommen wird. Nach Vergleichen der Amplituden der direkten Signale mit denen der Umläufe ergab sich bei südamerikanischen KW-Sendern ein durchschnittliches Verhältnis von 5 : 1, während ein solches zwischen dem ersten und dem zweiten Umlauf bei DLO-19947 kHz (REHMATE b. Berlin), in der Nähe der Grenzfrequenz für Umläufe, sogar



Abb. 22. Mehrweg-Phänomen beim direkten Signal von WKO-15970 kHz, ROCKY POINT, N. Y.
(Laufzeitdifferenz 0.35 ms, Umweg ca. 100 km)

3 : 1 betrug. Bei Untersuchungen von Einzelfällen fiel bei DLO nicht selten auf, daß der zweite Umlauf die gleiche Feldstärke hatte, wie der vorangegangene erste Umlauf (vgl. Abb. 17, FUNK UND TON 5/48). Im allgemeinen aber war eine Abnahme der Feldstärke nach dem Gesetz $1/r$ festzustellen.

O. v. Schmidt sah hierin bei Weitstreckensignalen eine Bestätigung für die Kopfwelle, denn selbst, wenn ein Erdumlauf nach der Zickzackvorstellung in nur 12 Schritten zustandekäme, müßte dabei 24mal die dämpfende E-Schicht durchstoßen werden, und auch unter Annahme geringer Dämpfungsverluste könnte die den Erdumläufen eigene hohe Feldstärke schwer gedeutet werden. K. Rawer stellt andererseits fest, daß die Kugelgestalt von Erde und Ionosphäre bei flacher Abstrahlung zu einer Fokussierung führt. Dieser Fokussierung soll zumindest eine wesentlich langsamere Abnahme der Feldstärke zugeschrieben werden. Sie soll jeweils nur für streifenden Strahlengang stattfinden, der das Wegfallen der Reflexionen an der Erdoberfläche voraussetzt.

In der Arbeit von Hamberger und Rawer ist auch auf die Einfallwinkelmessungen an nordamerikanischen KW-Sendern von H. Neyer [12], Zentralstelle für Funkberatung, während des Jahres 1944 hingewiesen, die nahezu zeitlich mit den Messungen an Erdumläufen zusammenfielen. Es wird dabei festgestellt, daß die bei Telefunken im Jahre 1939 durchgeführten Messungen den ionosphärischen Verhältnissen im Sonnenfleckmaximum entsprachen und daher nicht zu einem Vergleich mit den Jahren 1941...45 herangezogen werden dürfen. Die von Neyer gefundenen Durchschnittswerte für drei verschiedene Frequenzen von USA sind in Abb. 23 für fünf Beobachtungsmonate dargestellt. Tatsäch-

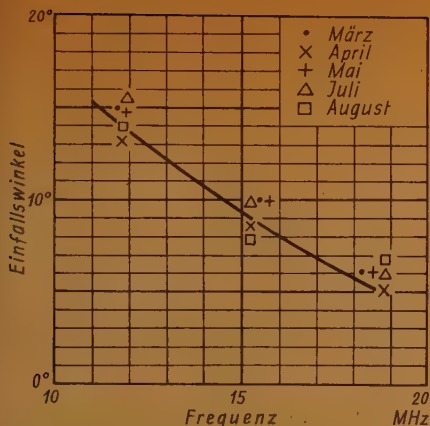


Abb. 23. Abhängigkeit des Einfallswinkels von der Frequenz bei nordamerikanischen Stationen (nach Neyer)

lich zeigt die höchste Frequenz kleine Einfallswinkel um 5° , mit sinkender Frequenz wächst der Winkel. Bei 12 MHz ergeben sich Winkel um 18° , die den Messungen bei Telefunken vom Jahre 1939 für 18 MHz entsprachen.

Ein immerhin als wahrscheinlich anzunehmender Einfluß der E-Schicht auf den Strahlungsverlauf durch die Ionosphäre wird aber in der Arbeit von Hamberger und Rawer in die Laufzeit-Berechnungen nicht unmittelbar einbezogen. Im folgenden soll nun der Versuch zu einer ergänzenden Betrachtung gemacht werden.

Für Kurzwellen zwischen 10 und 20 MHz kommt im allgemeinen eine Reflexion an der E-Schicht auch unter flachen Winkeln nicht mehr zustande, außer es

liegen ungewöhnliche atmosphärische Zustände [13] vor. Wenn auch bei diesen hohen Frequenzen keine Reflexionen an der E-Schicht mehr möglich sind, so ist doch mit Sicherheit bei kleinsten Erhebungswinkeln ein Einfluß auf den Verlauf eines Strahles anzunehmen, der sich in einer Brechung äußert. Ein unter einem flachen Winkel auf die E-Schicht auffallender Strahl wird von dieser gebrochen und stößt unter einem noch flacheren Winkel auf die F-Schicht. Nimmt man nun an der Reflexionsstelle der F-Schicht eine sehr kleine Zerstreuung von etwa nur einem Winkelgrad an, wie aus Abb. 24 ersichtlich ist, so läuft ein Teil des entstehenden Strahlenbündels tangential oberhalb der E-Schicht durch, während der andere Teil unter einem flachen Winkel auf die E-Schicht fällt und zur Erdoberfläche gebrochen wird. Nach dieser Betrachtung ist bei allen kleinen Erhebungswinkeln von 0° bis etwa 10° infolge des brechenden Einflusses der E-Schicht und der Zerstreuung in der Reflexionsstelle der F-Schicht ein zur E-Schicht tangential verlaufender Strahlengang zu erwarten. Dies bedeutet nicht nur eine erhebliche Bündelung der Strahlungsenergie, durch die die hohe Feldstärke bei den Erdumläufen und mehreren Erdumläufen verständlich erscheint, sondern auch sehr kleine Laufzeitunterschiede. Durch die Annahme eines tangentialen Strahlenganges oberhalb der E-Schicht würde der Abstand zwischen zwei konzentrisch reflektierenden Kugelschalen statt 250 km nur 150 km betragen. Nach Abb. 21 wäre somit bei flachen Erhebungswinkeln für den Erdumlauf, in guter Übereinstimmung mit den Erfahrungen, ein Umweg von nur 40...50 km pro Sprung zu erwarten. Dabei müßten 15...20 Reflexionsstellen an der F-Schicht angenommen werden.

Zwei interessante Phänomene, die weitere Aufschlüsse über den Mechanismus der Wellenübertragung durch die Ionosphäre zu geben vermögen, sollen im folgenden näher erörtert werden.

Dies sind einmal die „zerklüfteten Signale“, deren Ursache, wie bereits im zweiten Teil der Abhandlung erwähnt ist, auf einem Doppler-Effekt beruht. Eine fortlaufende periodische Schwebung in der Amplitude von Signalen setzt das Vorhandensein von zwei oder mehr interferierenden Wellenzügen voraus,

von denen mindestens einer infolge einer sich in Bewegung befindenden Reflexionsstelle eine veränderte Frequenz haben muß. Signale mit Schwebungen treten nicht nur auf Linien auf, die die Zonen der magnetischen Pole berühren, sondern sie sind auch bei fast allen Wegen, die über die Ionosphäre laufen, nachzuweisen, jedoch haben sie gegenüber den Polarsignalen eine sehr niedrige Schwebungsfrequenz und erscheinen nicht regelmäßig und fortlaufend. Nahe der kritischen Übertragungsfrequenz zwischen zwei entfernten Orten können beim Vorhandensein nur eines Weges keine Schwebungen mehr auftreten. Dies steht auch sehr gut im Einklang mit den Erfahrungen, denn Signale, die über sehr große Strecken gelaufen sind, wie Erdumläufe und mehrfache Umläufe, unterliegen Grenzbedingungen. Sie sind meist frei von Mehrweg-Phänomenen und zeigen deshalb auch keine Schwebungen, obgleich durch irgendwelche Bewegungen der ionosphärischen Schichten Frequenzänderungen hervorgerufen werden können. In der Nähe der magnetischen Pole ist die Ionosphäre in einer ständigen Bewegung oder Strömung. Eine Vermessung der Schwebung an den fortlaufend zerklüfteten Signalen gestattet daher Schlüsse über die Strömungsgeschwindigkeit zu ziehen. So entspricht bei KQF-13495 kHz HAWAI der gemessenen Schwebungsfrequenz von 25 Hz, eine Geschwindigkeit der spiegelnden Schicht von 300 m/s, und bei KPH-12735 kHz BOLINAS (Kalif.) und FZT-17980 kHz TANANARIVO (Madagaskar) einer solchen von 16 Hz, eine Geschwindigkeit von 200 m/s. Aus der Schwebungsfrequenz kann allerdings wohl nicht die absolute Strömungsgeschwindigkeit der Ionosphäre über dem Magnetpol ermittelt werden, sondern nur eine Geschwindigkeitsdifferenz, denn Strahlen anderer Schrittzahl werden wahrscheinlich wohl in nicht zu großer Entfernung vom Magnetpol an einer ebenfalls bewegten Stelle der Ionosphäre reflektiert werden. Die Größe der gemessenen Schwebungsfrequenz wird ferner noch durch die Lage des Beobachtungsortes bestimmt sein.

Die sich aus den Beobachtungen ergebende seltsame Feststellung, daß die über den südlichen magn. Pol laufenden rückwärtigen Signale von KPH-BOLINAS (Kalif.), keine Schwebungen zeigten, muß auf einem Polarisierungseffekt beruhen. Nach den Ergebnissen der ionosphärischen Echolotung [14] haben reflektierte Echopulse am Äquator eine lineare und am Pol eine zirkuläre Polarisation. Die in der Nähe des magn. Poles von der Ionosphäre reflektierten Signale erfahren daher außer der Frequenzänderung noch eine Drehung der Polarisationsrichtung. Nach mehrfachen Reflexionen in niedrigen geographischen Breiten werden offensichtlich die im Polargebiet reflektierten und in der Polarisationsrichtung gedrehten und am stärksten durch die Frequenzänderung betroffenen Komponenten ausgeschaltet. So kommen über große Entfernungen nur diejenigen Strahlen durch, die in der Nähe der Magnetpole streifende Durchgänge aufweisen.

Während der ersten Phase eines gleichzeitig von erdmagnetischen Störungen begleiteten ionosphärischen Sturmes [15] wird in hohen geographischen Breiten das bekannte Polarlicht ausgelöst. Es treten dabei ebenfalls die gekennzeichneten zerklüfteten Signale in Erscheinung, und zwar um so intensiver, je näher der Übertragungsweg der Polarzone liegt. Sie deuten unzweifelhaft eine plötzliche Bewegung der Ionosphäre infolge des Eindringens einer von der Sonne ausgehenden Korpuskularstrahlung an.

Fortlaufende Schwebungen treten auch bei der Interferenz von direkten und rückwärtigen Signalen ferner KW-Sender, sowie auch bei fast allen, an der Ionosphäre reflektierten Signalen auf. Dieser Doppler-Effekt wird durch die

Auf- und Abwärtsbewegung der ionosphärischen Schichten hervorgerufen, die sich auch bei der Echolotung bei senkrechter Inzidenz offenbart. Die Bewegungsgeschwindigkeiten liegen nach den gemessenen Schwebungen zwischen 0,1 und 3 Hz in der Größenordnung von wenigen m/sec. Besonders ausgeprägte Schwebungen erscheinen, wenn zwei sich überlagernde Signale nahezu die gleiche Amplitude haben,

Die bereits in der ersten Fortsetzung der Abhandlung beschriebene einseitige Ausbreitung von Weitstreckensignalen, die ionosphärisch bedingt ist, kann für theoretische Betrachtungen aufschlußreich sein. Es taucht unwillkürlich die Frage auf, ob das während der Sommernächte in Frederikshavn beobachtete Ausfallen der rückwärtigen Signale bei südamerikanischen Sendern auf einem tatsächlich oder auf einem nur scheinbar blockierten rückwärtigen Weg beruht. Nach der Vorstellung eines durch mehrfache ionosphärische Reflexionen in Zickzackwegen bedingten Ausbreitungsvorganges wäre das Ausfallen der rückwärtigen Signale mit dem Auftreten der Sprungzonen nur dann in Verbindung zu bringen, wenn nur Strahlen kleinster Erhebungswinkel auf größte Entfernungen durchkommen würden. Am Beobachtungsort wäre demnach ein Weg nur scheinbar blockiert, und der Empfang der rückwärtigen Signale müßte an einer anderen Stelle des Ausbreitungs großkreises vorausgesetzt werden, was sich durch das Experiment leicht feststellen lassen dürfte. Ein tatsächlich blockierter Weg aber kann nicht befriedigend mit den zwischen der Ionosphäre und der Erdoberfläche hin und her laufenden Zickzackwegen gedeutet werden. Viel leichter könnte sich wohl ein solches ionosphärisch bedingtes Phänomen mit der von Lassen angenommenen Fernstrahlung oder der v. Schmidtschen Kopfwellen-Theorie in Einklang bringen lassen. Bei der in Abb. 24 angedeuteten Ausbreitung streifender Durchgänge bei kleinen Erhebungswinkeln könnte ein tatsächlich blockierter Weg für Weitstreckensignale auf den Einfluß der E-Schicht zurückgeführt werden. Eine lokal begrenzte E-Schicht mit abschirmender Wirkung ist sehr wahrscheinlich und kann sehr wohl als Ursache für eine einseitige Ausbreitung angesehen werden. Dies um so mehr, als tatsächlich während der Sommernächte in der Nähe der Polarzone auch eine außerordentlich starke Ionisation im E-Gebiet vorhanden ist. Es ist demnach anzunehmen, daß die im Polargebiet infolge vorhergegangener streifender Durchgänge unter einem flachen Winkel auf die stark ionisierte E-Schicht fallenden rückwärtigen Signale aus Südamerika nicht nach der Erdoberfläche durchgelassen werden. Eine analoge Beobachtung ergab sich in Sommernächten bei Signaluntersuchungen an japanischen Stationen. Die rückwärtigen Signale zeigten dabei oft eine größere Feldstärke als die direkten Signale, was offenbar auf die starke Dämpfung im E-Gebiet zurückzuführen sein mag.

V. Zusammenfassung und Folgerungen

Die während der Jahre 1941...45 in Frederikshavn und Randers (Dänemark) an KW-Signalen und ihren Echos durchgeführten Untersuchungen brachten hauptsächlich folgende Ergebnisse:

a) Voraussetzung für das Auftreten von Echosignalen innerhalb des Frequenzbereiches 10...20 MHz sind bestimmte ionosphärische Zustände, die im allgemeinen nur während weniger Tagesstunden erfüllt sind. Tageszeitliche und jahreszeitliche Veränderungen der Echoperiode hängen von der Lage des Echo-Großkreises ab, der nahezu deckungsgleich mit dem Dämmerungsgürtel den Erdball umgibt. Da erfahrungsgemäß die Echos an den Signalen eines fernen

Senders immer einige Stunden dauern, ist die Echozone als ein etwa 2000 km breites, den Erdball umfassendes Band anzusehen. Innerhalb der Echozone bestehen homogene ionosphärische Verhältnisse, die eine bevorzugte Ausbreitung der Weitstreckensignale ermöglichen.

b) Laufzeitmessungen zwischen direkten und rückwärtigen Signalen bei mehr als 1000 km entfernten KW-Sendern ermöglichten Entfernungsbestimmungen mit erstaunlicher Genauigkeit. Die maximalen Abweichungen betrugen durchschnittlich ± 30 km von den wirklichen Koordinatenentfernungen. Vollständige Erdumläufe ergaben Laufzeiten zwischen 0,13760 und 0,13805 sec. Der Mittelwert lag bei 0,1377₈ sec. Durch Interferenzen verschiedener Übertragungswege hervorgerufene kleine Abweichungen der Laufzeit traten bei den direkten Signalen hauptsächlich auf. Hingegen waren die Weitstreckensignale wie rückwärtige Signale und Erdumläufe auf den Filmstreifen auffallend klar gezeichnet und zumeist frei von solchen Phänomenen. Je größer die durchlaufene Entfernung war, desto klarer erschienen die Signale.

c) Abhängigkeiten der Umlaufzeit von der Frequenz, Tageszeit und Jahreszeit wurden nicht gefunden. Auch im Verlauf der Jahre 1941...45 war keine Veränderung der

Umlaufzeit mit der Sonnenfleckperiode festzustellen, jedoch änderte sich mit dieser der Frequenzbereich für Echosignale (zur Zeit des Sonnenfleckmaximums 15...30 MHz) und die tägliche und jahreszeitliche Echoperiode.

d) Amplitudenvergleiche an direkten Signalen, rückwärtigen Signalen, Umläufen und mehrfachen Umläufen zeigten im Durchschnitt eine Abnahme der Feldstärke mit $1/r$. Einzelfälle bewiesen nicht selten Ausnahmen von diesem Gesetz. So war oft der zweite Umlauf gleich stark wie der vorangegangene erste Umlauf.

e) Die Hauptsignale von KW-Sendern (10...20 MHz) waren stets durch ausgeprägte Mehrweg-Phänomene [16] gekennzeichnet, wenn die Entfernung des Beobachtungsortes kleiner war als 1000 km. Sie konnten in mehrere, wenige Millisekunden nacheinander eintreffende, interferierende Komponenten zerlegt werden. Ein starkes Nahecho bei DLO—19947 kHz und DLN—17670 kHz (Rehmate bei Berlin) zeigte gegenüber dem direkten Signal regelmäßig einen Umweg von ca. 3000 km. Die Laufzeitdifferenz zwischen der ersten Komponente des Hauptsignales, des direkten Signales und dem Erdumlauf erwies sich von der Lage des Echogürtels abhängig und war fast immer kleiner als 0,1377₈ sec, während sich zwischen Umläufen und mehrfachen Umläufen stets der konstante Laufzeitwert ergab. Eine mathematische Beziehung zwischen der Lage der Echozone, der verkürzten Umlaufzeit und der Entfernung zwischen Sender und Empfänger wurde abgeleitet. Durch die Einbeziehung des Erdumlaufes in die Laufzeitmessungen wurde die Analyse des Hauptsignals wesentlich erleichtert. Besonders kleine Laufzeiten zwischen Umlauf und Hauptsignal bewiesen oft das völlige Fehlen der direkten Signale wegen der zu großen Sprungzone.

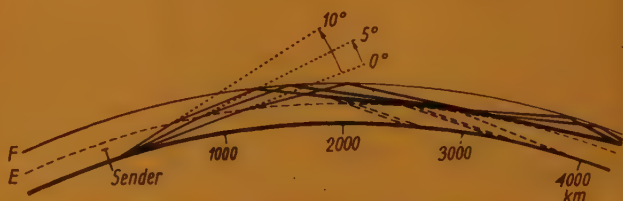


Abb. 24. Möglicher Einfluß der E-Schicht auf den Strahlengang bei flachen Erhebungswinkeln und streifende Durchgänge

Da nur beim Hauptsignal innerhalb der Nahzone die gekennzeichneten mehrfachen Übertragungswege vorhanden waren und diese bei Signalen ferner Stationen fehlten, liegt die Vermutung besonderer Polarisierungseffekte nahe. Demnach könnten nach der ersten ionosphärischen Reflexion die von der Antenne des Senders abgestrahlten Wellenzüge nicht mehr nach willkürlichen Richtungen polarisiert sein, wenn eine Selektion stattfindet. So ist es auch wahrscheinlich, daß die Stärke der beobachteten Nahechos auch von der Strahlungsrichtung und der Charakteristik der Antenne des Senders abhängt. Durch einen mit einfachen Mitteln durchgeführten Antennenversuch am Beobachtungsort Frederikshavn, konnte eine Andeutung über die jeweiligen Himmelsrichtungen erreicht werden, aus denen die einzelnen Komponenten des Hauptsignals eintreffen. Mißweisungen bei der Peilung in der Funknavigation, wie wandernde Minima, sind sehr wohl auch mit dem Auftreten der Mehrweg-Phänomene beim Hauptsignal, die auch mit den „Streuereflexionen“ identisch sind, in Einklang zu bringen.

Auf Grund von Erkenntnissen bei der Senkrechtlotung mit Impulssendern hoher Leistung stellt Dr. W. Dieminger [17] fest, daß die Entstehung der Nahechos nicht unbedingt eine ionosphärische Ursache haben müsse. So sind Reflexionen an Unebenheiten der Erdoberfläche, wie Gebirgszüge, wahrscheinlicher als die angenommene Rückstrahlung vom ionosphärischen Horizont, die entsprechend der Größe der Laufzeiten der verspäteten Nahechos gefolgert werden konnte.

f) Zerklüftete Signale, die durch fortlaufende periodische Schwebungen der Amplitude gekennzeichnet sind, beruhen auf Interferenzen von mindestens zwei oder mehreren auf verschiedenen Wegen ankommenden Komponenten, wobei eine Komponente infolge einer bewegten Reflexionsstelle eine geänderte Frequenz haben muß. Ein solcher Doppler-Effekt wird offenbar durch eine ständige Bewegung oder Strömung der Ionosphäre in der Nähe der magnetischen Pole verursacht. Die frequenzgeänderte Komponente wird, wie die Untersuchungen gezeigt haben, nach mehreren ionosphärischen Reflexionen in niederen geographischen Breiten ausgesiebt. Dies kann nur mit einer Polarisierungswirkung erklärt werden und dürfte wichtige Aufschlüsse über den Einfluß des Magnetfeldes auf die F-Schicht liefern. Alle an der Ionosphäre reflektierten Signale zeigen periodische Schwebungen oder Feldstärkeschwankungen. Die Ursache dieses Signalschwundes beruht auf der verschiedenen Bewegungsgeschwindigkeit der ionosphärischen Reflexionsstellen beim Vorhandensein mehrfacher Übertragungswege.

g) Eine einseitige Ausbreitung (Fehlen der rückwärtigen Signale) wurde während des Auftretens von Erdumläufen in Sommernächten hauptsächlich bei südamerikanischen Stationen beobachtet. Es konnte experimentell noch nicht festgestellt werden, ob es sich dabei um eine nur scheinbare oder um eine tatsächliche Blockierung eines Weges handelt. Eine scheinbare Blockierung ist zweifellos auf das Vorhandensein großer Sprunzonen zurückzuführen, denn an einer anderen Stelle des Ausbreitungsgroßkreises müßten die rückwärtigen Signale wieder in Erscheinung treten.

Nach vorliegenden Untersuchungen an KW-Signalen kommt eine ionosphärische Übertragung über weite Strecken nicht allein durch einzelne Strahlen zustande, die sich aus den von K. Rawer berechneten symmetrischen Zickzackwegen zwischen Ionosphäre und Erdoberfläche ergeben. Die Tatsache, daß auch die äußerst scharf gezeichneten Umläufe und rückwärtigen Signale periodische

Feldstärkeschwankungen zeigen, deuten auf das Vorhandensein eines Strahlenbündels, dessen einzelne Komponenten nur geringe Laufzeitdifferenzen haben. Unter Berücksichtigung eines möglichen Einflusses der E-Schicht auf einen flachen Strahlungsverlauf bei Weitstreckensignalen des Bereiches 10...20 MHz wird durch eine konstruktive Betrachtung versucht, einen tangential oberhalb der E-Schicht verlaufenden Strahlengang anzunehmen. Dadurch wäre wohl eine noch bessere Erklärung der erstaunlich geringen Schwankungen der Laufzeiten möglich.

Literatur

- [1] E. Quäck, Neues über die Ausbreitung von kurzen Wellen, Jb. drahtl. Tel. **28** (1926), 177.
E. Quäck, Weitere Mitteilungen über die Ausbreitung von Kurzwellen, Jb. drahtl. Tel. **30** (1927), 41.
E. Quäck und H. Mögel, Doppel- und Mehrfachzeichen bei Kurzwellen, E. N. T. **6** (1929), 45.
H. Mögel, Kurzwellenerfahrungen im drahtlosen Überseeverkehr 1926...1934, Telefunkenzeitung (1935), 67.
- [2] O. v. Schmidt, Über die Totalreflexion in der Akustik und Optik, Ann. Physik, **19** (1934), 891.
O. v. Schmidt, Neue Erklärung des Kurzwellenumlaufes um die Erde, Z. Techn. Physik. **17** (1936), 443.
- [3] H. Lassen, Jb. drahtl. Tel. **28** (1936), 144.
- [4] K. Försterling und H. Lassen, Z. techn. Physik **12** (1931), 521.
- [5] W. Crone, K. Krüger, G. Goubeau und J. Zenneck, Hochfrequenztechnik **48** (1936), 1.
- [6] E. Schüttlöffel und G. Vogt, VDE-Fachbericht **11** (1939), 48, P. Kotowski, E. Schüttlöffel und G. Vogt, Kurzwellenanlagen mit steuerbarer Richtcharakteristik und ihre Anwendung zur Messung von Einfallswinkeln, Mitt. Telefunken-Labor (1940).
- [7] H. Ott, Reflexion und Brechung von Kugelwellen; Effekte 2. Ordnung, Ann. d. Phys. Band **41** (1942), S. 443.
- [8] O. v. Schmidt, H. A. Hess und G. Schultze, Indirekte Zeichen und Erdumläufe, Dtsch. Luftfahrtforschg. FB Nr. 1898 (1943).
- [9] L. Hamberger und K. Rawer, Die Fernausbreitung der Kurzwellen über Zickzackwege, Dtsch. Luftfahrtforschg. UM 789 (1944).
- [10] H. A. Heß, Untersuchungen an Kurzwellen-Echosignalen, Z. Naturforschg. **1** (1946), 499.
- [11] L. Hamberger und K. Rawer, Zur Fernausbreitung der Kurzwellen, Z. Naturforschg. **2a** (1947), 521.
- [12] H. Neyer, Einfallswinkelmessungen nordamerikanischer Kurzwellensender, Ber. Zentralst. Funkberatg. 1945.
- [13] G. Leithäuser, Über drei verschiedene Arten des Empfangsschwundes und den Einfluß der Meteore auf die Ionosphärenschicht, Funktechn. Mh. (1938), S. 33.
H. A. Hess, Untersuchungen über die Ausbreitung der elektromagn. Wellen unterhalb 11 m, Funktechn. Mh. (1938), S. 38, und „Weitere Untersuchungen“, Funktechn. Mh. (1938), S. 107.
Die abnormale E-Schicht der Ionosphäre und eine ungewöhnliche Fernwirkung von Ultrakurzwellen, Elektrotechn. Zeitschr. **17** (1941), 401.
- [14] L. Harang, Das Polarlicht, Akadem. Verlagsges. Leipzig 1940.
- [15] S. S. Kirby, N. Smith und T. R. Gilliland, The nature of the ionosphere storm, Physic. Rev. **54** (1938), 234.
- [16] H. A. Hess, Untersuchungen an Kurzwellen-Echosignalen II. Teil, Z. Naturforschg. **2a** (1947), 528.
- [17] W. Dieminger, Streuererscheinungen bei Mehrfachreflexion zwischen Erde und Ionosphäre, Naturwiss. **34** (1947), 88.

Procédés et dispositifs utilisés dans les transmissions multiplex par impulsions

Verfahren und Anordnungen, die bei den Vielfachübertragungen durch Impulse benutzt werden

22 Zeitmodulation (1. Fortsetzung)

220 Grundsätzliches

Zunächst muß bemerkt werden, daß der Ausdruck „zeitmodulierte Impulse“ für die Definition der modulierten Impulse nicht genügt. Tatsächlich kann man die modulierten Impulse danach unterscheiden, wie sie zur Veränderung der Zeit kommen. Nun kann man diese durch Verschieben der vorderen Flanke erreichen, wobei die hintere Flanke stehen bleibt; oder durch Verschieben der hinteren Flanke, wobei die vordere stehen bleibt; oder wohl durch gleichzeitiges Verschieben der vorderen und hinteren Flanke. Folglich bestehen drei Typen zeitmodulierter Impulse, die aber im Verhältnis zu einander keinen nennenswerten Vorteil zeigen.

Die Zeitmodulatoren für Impulse lassen sich in drei Gruppen einteilen. Wir rechnen zu der ersten die Schaltungen, die direkt Impulse veränderlicher Dauer liefern, zur zweiten diejenigen, die ein besonderes Signal benötigen, dessen Form die Linearität der Modulation erwirkt, und zur dritten Gruppe die Schaltungen, die nur den Bruchteil eines Signales übertragen, dessen Form praktisch die Linearität der Modulation bestimmt. Diese letzteren sind eigentlich nur Schwellwert-Schaltungen, wir werden sie jedoch unter dem Ausdruck „Modulator“ führen, da die falsche Bezeichnung sehr verbreitet ist, und um anzugeben, daß die Impulse am Ausgang der Schaltung durch das zu übertragende Signal moduliert sind.

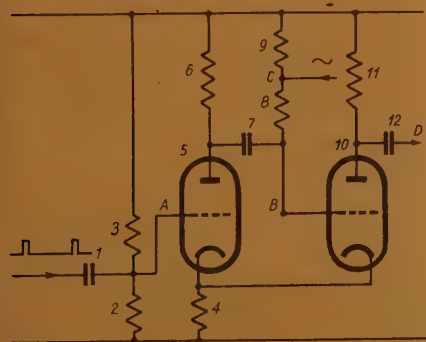


Abb. 8a

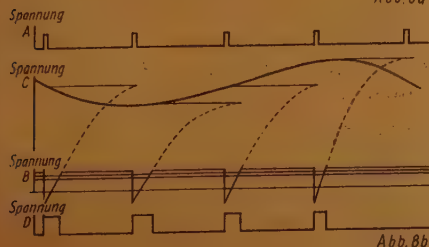


Abb. 8b

221 Ein Modulator, der direkt

Impulse veränderlicher Dauer liefert

Man kann eine Selbsterregerschaltung vom Typ des Multivibrators dazu benutzen, um zeitmodulierte Impulse zu liefern, wenn man das zu übertragende Signal auf das Steuergitter einer der Röhren gibt.

Es ist bei diesem Verfahren besonders schwierig, zu vermeiden, daß zu der Zeitmodulation noch eine Frequenzmodulation hinzutritt, deshalb bevor-

zugt man auch allgemein eine Schaltung, die durch Synchronisierimpulse gesteuert wird.

Die in Abb. 8 gezeigte Schaltung besitzt einen stabilen Abschnitt, während dessen die Röhre 10 arbeitet, und die Röhre 5 bis in den Nullbereich des Anodenstromes vorgespannt ist. Wenn jetzt ein positiver Impuls hinreichender Amplitude an das Gitter der Röhre 5 gelangt, erscheint im Anodenkreis ein negativer Impuls und veranlaßt, daß der Anodenstrom der Röhre 10 zu Null wird. Nach dem Verschwinden des Steuerimpulses arbeitet die Röhre 5, deren Gitter jetzt positiv im Verhältnis zur Kathode ist, weiter. Diese Arbeitsweise, die einem stabilen Gleichgewichtsabschnitt entspricht, dauert solange an, bis der Kondensator 7 sich genügend entladen hat und die Röhre 10 wieder stromdurchlässig wird, wodurch der Anodenstrom der Röhre 5 Null wird.

Die Zeit, während der die Röhre 10 keinen Strom führt, ist abhängig von der Zeitkonstanten des Kreises, der von den Widerständen 6, 8 und 9 sowie dem Kondensator 7 gebildet wird; sie ist auch abhängig von einer Spannung, die in Reihe mit diesem Kreis geschaltet wird. Die Modulation wird erreicht, indem man das Niederfrequenzsignal an die Klemmen des Widerstandes 9 legt; dadurch ist der Verbindungspunkt der Widerstände 8 und 9 auch mit der Anode einer Röhre verbunden, die auf ihr Gitter die zu übertragenden Signale erhält. Wir haben in Abb. 8a die Spannungsbilder an den verschiedenen Punkten des Aufbaues aufgezeichnet. Wie ersichtlich, wird die Dauer der an den Klemmen des Widerstandes 11 verfügbaren Impulse proportional der augenblicklichen Amplitude des zu übertragenden Signales sein, wenn die Entladung des Kondensators 7 in der Zeit linear ist, wo die Röhre 10 keinen Strom führt. Wenn diese Forderung nicht ganz genau eingehalten wird, folgt daraus eine Verzerrung, jedoch reicht die Güte immer noch für eine Fernsprechverbindung aus.

222 Eine Modulation, die ein Signal besonderer Form benötigt

Wenn der Katodenstrahl einer Braunschen Röhre auf eine leitende Schicht trifft, kann man an den Klemmen einer Impedanz, die in Reihe mit ihr geschaltet ist, ein Signal erhalten, dessen Amplitude abhängig von der Intensität des Strahles und dessen Dauer begrenzt durch die Ausmaße der Schicht und die Auftreffgeschwindigkeit des Strahles sein wird.

Da der Katodenstrahl gleichzeitig in zwei Richtungen abgelenkt werden kann, ist es möglich, wenn man eine Schicht von passender Form verwendet, zeitmodulierte Impulse zu erhalten.

Man gibt dabei das zu übertragende Signal auf das eine Ablenkplattenpaar, während das andere Paar ein Signal mit zeitproportionaler Amplitude [3] erhält. Eine solche Schaltung zeigt Abb. 9, wo, wie man sieht, ein Katodenstrahl aus einer Kathode K zwischen den Elektroden XX', dann zwischen den Elektroden YY' hindurchgeht, bevor er die metallische Platte P trifft. Die Platten XX' lenken horizontal ab und erhalten dazu eine sägezahnförmige Spannung, deren Periode der analysierten Frequenz entspricht und die, wie vorher gezeigt, begrenzt wird. Damit der Rücklauf des Strahles nicht einen zweiten Impuls

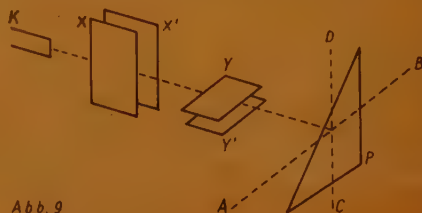
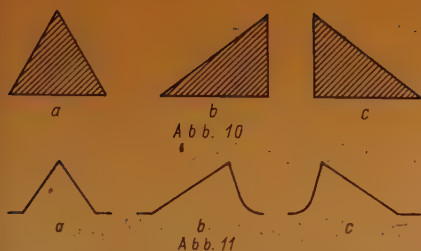


Abb. 9



auslöst, wird der Wehneltzylinder während des Rücklaufes negativ vorgespannt. Das zu sendende Signal wird den Platten YY' zugeführt. Wenn die Auffangplatte die in der Figur gezeichnete Form besitzt, ist die Impulsdauer proportional der Amplitude des zu übertragenden Signales. Abb. 10 zeigt die verschiedenen Formen, die die Auffangplatte haben muß: für die Zeitmodulation durch

Verschieben der vorderen und hinteren Flanke (Abb. 10a), durch Verschieben der vorderen Flanke (Abb. 10b) und durch Verschieben der hinteren Flanke (Abb. 10c), alles für den Fall, daß die horizontale Ablenkung sich linear von links nach rechts bewegt.

Bei diesem Modulationsverfahren genügt es, wenn das sägezahnförmige Signal linear während der Zeit bleibt, wo der Katodenstrahl die Schicht trifft, was leicht zu verwirklichen ist. Es können aber außer der bereits genannten, noch andere Verzerrungen auftreten; sie entstehen infolge der Nichtlinearität der Ablenkung durch die Platten XX' und YY' sowie durch Fehler der Auffangplatte. Jedoch können die verschiedenen Ursachen keine wesentlichen Verzerrungen bringen, wenn die Ausführung sorgfältig geschieht.

223 Ein Modulator, der einen veränderlichen Bruchteil eines sägezahnförmigen Signales überträgt

2230 Grundsätzliches

Die Umformung der Amplitudenänderungen des Signales in zeitliche Änderungen der Impulse bekommt man oft dadurch, daß man einen Bruchteil eines Signales überträgt, dessen Amplituden in bestimmten Grenzen der Zeit proportional sind; ein solches Signal wird mit dem Namen „sägezahnförmiges Signal“ bezeichnet.

Bevor wir die für dieses Verfahren anwendbaren Modulationsschaltungen näher betrachten, wollen wir die Bedingungen untersuchen, die die sägezahnförmigen Signale erfüllen müssen, um eine Übertragung zu erhalten, die nur ein geringes Maß von Verzerrungen zeigt.

2231 Verzerrungen, die durch das sägezahnförmige Signal hervorgerufen werden

Die verschiedenen Formen, wie sie bei sägezahnförmigen Signalen in Impulsmodulatoren angewendet werden, zeigt Abb. 11. Das Signal in Abb. 11a hat die Form eines gleichschenkligen Dreiecks; man kann es durch Laden und Entladen eines Kondensators bei konstanten und gleichen Strömen erhalten.

Solche Form, die ziemlich wenig benutzt wird, braucht man, um bei den hier betrachteten Modulatoren eine symmetrische Verschiebung der vorderen und hinteren Front zu erhalten. Die Abb. 11b und 11c zeigen häufiger benutzte Formen für die Verwirklichung einer Zeitmodulation durch Verschieben der vorderen Flanke (11b) oder der hinteren Flanke (11c).

Die in den Abb. 11b und 11c gezeigten Signale setzten sich aus zwei Teilen zusammen, dem einen mit einer langsamen, zeitproportionalen Veränderung,

und einem anderen mit einer schnellen Veränderung, die jene Eigenschaft nicht besitzt. Der größte Teil der Modulationsschaltungen liefert Impulse, deren Dauer gleich der Zeit ist, während der das sägezahnförmige Signal eine Amplitude hat, die größer ist, als ein vorgegebener Wert.

Selbstverständlich muß unter diesen Bedingungen die Dauer des Signalanteiles mit rascher Veränderung vernachlässigbar sein im Verhältnis zu derjenigen, deren Veränderung langsam vor sich geht; wenn diese Bedingung nicht erfüllt ist, wird die Flanke, die stehenbleiben sollte, auch noch abstandsmoduliert. Diese unerwünschte Modulation wird jedoch nicht weiter stören, wenn sie linear ist, aber diese Bedingung wird praktisch niemals erfüllt sein. Sie bildet dann eine Störmodulation, die nichtlineare Verzerrungen hervorruft. Da die Geschwindigkeit, mit der ein Kondensator entladen werden kann, begrenzt ist, wird diese Störmodulation sich um so schwerer vermeiden lassen, je kürzer die Dauer des Signales ist. Jedoch gestatten bestimmte Verfahren, Impulse zu erzeugen, deren Dauer von der Größenordnung einer Mikrosekunde ist und die keine störende Zusatzmodulation aufweisen.

2232 Beispiel eines Modulators

Das Prinzip aller Modulatoren dieser Type kann man sich an Hand der Abb. 12 klarmachen, wo man ein sägezahnförmiges Signal mit der Amplitude U_1 und der Dauer Θ sieht. Wird ein solches Signal auf einen Sender gegeben, dessen Ansprechspannung durch U_2 dargestellt wird, so wird die Dauer t des übertragenen Signales durch $\frac{t}{U_2} = \frac{\Theta}{U_1}$ gegeben. Der Ansprechwert wird allgemein gleich $\frac{U_1}{2}$ ohne Modulation gewählt; wird dieser Wert durch ein zu übertragendes Signal mit der Amplitude U geändert, so hat der vom sägezahnförmigen Signal übertragene Teil eine Dauer

$$t = \frac{\Theta}{U_1} U_2 = \frac{\Theta}{U_1} \left(\frac{U_1}{2} + U \right) = \frac{\Theta}{2} + \frac{\Theta}{U_1} U.$$

Die Schaltung mit Ansprechwert wird also Sägezähne übertragen, deren Dauer der augenblicklichen Amplitude des zu übertragenden Signales proportional ist. Um rechteckige Impulse zu erhalten, genügt es folglich, sie einer Aufrichtschaltung zuzuführen.

Ein Beispiel zeigt Abb. 13. Die Mischung der Impulse und zu übertragenden Signale geschieht in der gleichen Weise wie bei der Abb. 6. Die Vorspannung E wird so eingestellt, daß man ohne Modulation Impulse bekommt, deren Dauer gleich der mittleren Dauer der Sägezähne ist. Der Wert des Widerstandes 6 soll groß im Verhältnis zu der Summe der Widerstände 4 und 3 sein, damit man an dem Gitter der Röhre 7 Signale erhält, deren Amplitude so groß wie möglich ist. Da die Röhre 7 nur eine geringe Gitterrückwirkung $D \cdot U_2$ hat, überträgt sie nur die Basis der ihr zugeführten Sägezähne.

Man bekommt so an den Klemmen des Widerstandes 8 verstümmelte Sägezähne, die mitunter direkt verwendet werden können; öfters aber werden diese Signale einer zweiten Aufrichtstufe zugeführt, die Impulse liefert, deren Flanken vorn und hinten fast die gleiche Steilheit haben.

Eine Modulatorschaltung, wie sie oben beschrieben wurde, zeigt gewisse Nachteile. Da sind zunächst die in Abschnitt 211 genannten, die charakteristisch bei Modulatoren sind, in denen die nicht modulierten Impulse und das zu übertragende Signal einer einzigen Elektrode zugeführt werden. Wir haben bereits im vorigen Kapitel gesehen, welche Fehler das sägezahnförmige Signal bringen kann, es genügt daher, auch die durch die Übermodulation hervorgerufenen Effekte hinzuzufügen. Wenn die Amplitude des zu übertragenden Signales größer wird als die Vorspannung der Diode 5, wird und bleibt diese stromführend, solange diese Bedingung gilt. Dann findet man ein Signal an dem Gitter der Röhre 7 auch während der Zeiten, die die Sägezähne trennen, und es ergibt sich beim Empfang ein großes Durcheinander, das bei der Mehrkanalübertragung alle Kanäle betrifft. Es ist also unerlässlich, wenn man einen derartigen Modulator benutzt, ihn mit einer Begrenzerschaltung auszurüsten, entweder für die Amplitude des zu übertragenden Signales oder für die maximale Dauer der modulierten Impulse.

23 Abstandsmodulation

230 Grundsätzliches

Die verschiedenen Schaltungen für die Abstandsmodulation der Impulse können, wie die vorher betrachteten Modulatoren, in mehrere Gruppen eingeteilt werden. Diese sind gekennzeichnet durch die Art, wie man die modulierten Impulse erhält. Man bemerkt indessen, daß die praktisch verwendeten Schaltungen tatsächlich nicht die Abstandsmodulation der Impulse gestatten, sondern die Umformung verschiedenartig modulierter Signale in abstandsmodulierte Impulse. Diese sind also, genau ausgedrückt, keine Modulatoren, sondern Modulationsumformer und die Aufgabe besteht darin, zu prüfen, wie nach bereits bekannten Verfahren modulierte Signale in abstandsmodulierte Impulse umgeformt werden können.

231 Umformung einer Phasenmodulation in eine Abstandsmodulation

Nichts hindert, von vornherein eine Abstandsmodulation mit dem Ausdruck „Phasenmodulation“ zu bezeichnen und umgekehrt, da ja die Phase der Ausdruck der Zeit mal der Winkelgeschwindigkeit ist. Es ist also gut, genau festzulegen, daß wir den Ausdruck „Phasenmodulation“ für die Modulation von sinusförmigen Signalen vorbehalten wollen, wobei wir auch eine schon gebräuchliche Terminologie berücksichtigen, und daß die Bezeichnung „Abstandsmodulation“ sich ausschließlich auf die Impulsmodulation bezieht. Dies ist übrigens berechtigt, da man in der Impulstechnik gewöhnlich die Signale

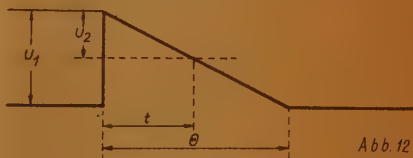


Abb. 12

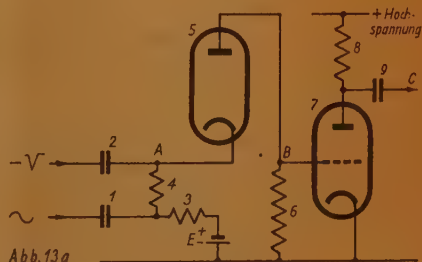


Abb. 13a

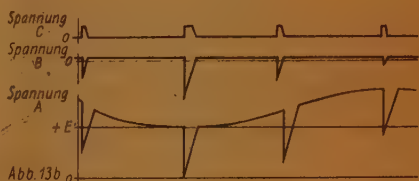


Abb. 13b

bestimmt: durch die Frequenz ihrer Wiederholung, ihre zeitliche Dauer und ihren Abstand (sozusagen durch die Zeit, die sie von einem Signal trennt, das man als Anfangspunkt festgelegt hat).

Hiernach sieht man, daß der Unterschied zwischen diesen beiden Modulationstypen sich in eine unterschiedliche Form nicht modulierter Signale zusammenfassen läßt. Der Übergang von einem zum anderen vollzieht sich also sehr einfach durch Umformung sinusförmiger Signale in Impulse, und wenn die ersten phasenverschoben moduliert sind, werden die anderen abstandsmoduliert genannt werden.

Unter den einfachen Verfahren, die benutzt werden können, zeichnen sich diejenigen aus, die in der Zuführung sinusförmiger Signale mit großer Amplitude zu einer Schaltung mit Schwellwert bestehen, die also nur die Scheitel der Sinusbogen übertragen. Abstandmodulierte Impulse zu erhalten, indem man von phasenmodulierten Signalen ausgeht, scheint praktisch nicht möglich zu sein, denn die Schaltungen für Phasenmodulation sind im allgemeinen verwickelt genug.

232 Umformung einer Zeitmodulation in eine Abstandsmodulation

Die abstandsmodulierten Impulse kann man als kurze Impulse mit konstanter Dauer und Amplitude ansehen, deren Lage im Zeitmaßstab den Abstand bestimmt, in welchem sich die veränderliche Flanke eines zeitmodulierten Impulses durch Verschieben einer einzigen seiner Flanken zeigt.

Es genügt also, nach der zeitlichen Modulation eines Impulses durch Vor- oder Zurückverschieben seiner Flanke nur die veränderliche Flanke zu übertragen, um abstandsmodulierte Impulse zu erhalten. Das kann sehr einfach dadurch erreicht werden, daß man die zeitmodulierten Impulse auf eine Differentialschaltung gibt, die entweder in einer Verbindung von Widerstand und Kapazität besteht und eine kleine Zeitkonstante besitzt oder in einer Spule mit einem parallel geschalteten Widerstand oder in einem anderen bekannten Verfahren. Das Signal am Ausgang des Differentialkreises zeigt sich in der Form von zwei kurzen Impulsen mit entgegengesetzten Vorzeichen, von denen der eine im Augenblick der vorderen Flanke und der andere im Augenblick der hinteren Flanke des zeitmodulierten Impulses auftritt. Allgemein wird der Impuls, der den Abstand der modulierten Flanke bestimmt, allein übertragen.



Abb. 14

Wir haben in Abb. 14 die Impulsformen gezeichnet, wie sie in den verschiedenen Stadien der Umformung des Modulationstypus auftreten. In Abb. 14a sind die Impulse durch Verschieben der vorderen Flanke zeitmoduliert, nach dem Durchgang durch die Differentialschaltung erhält man negative Impulse in regelmäßigem Abstand und positive, die abstandsmoduliert sind (Abb. 14b). Wenn man schließlich diese letzteren allein existieren läßt, erhält man eine Impulsfolge, wie sie Abb. 14c zeigt.

Wenn man die zeitmodulierten Impulse mit Hilfe einer Schaltung erhält, wie sie in Abschnitt 222 beschrieben ist, kann man die abstandsmodulierten Impulse direkt durch Veränderung der Form der verwendeten Schicht gewinnen [3].

Diese wird die Form eines schmalen Bandes erzeugen, welches der Hypotenuse eines rechtwinkligen Dreiecks folgt, das durch die Scheiben der Figuren 10b oder 10e gebildet wird, wobei diese letzteren offenbar unterdrückt werden.

3 Einordnung der verschiedenen Kanäle

30 Grundsätzliches

Wenn man weiß, wie man modulierte Impulse erhält, muß es möglich sein, eine Schaltung für Mehrkanalübertragung zu ersinnen.

Um sie zu verwirklichen, genügt es, ebensoviel Impulsmodulatoren, wie zu übertragende Kanäle vorhanden sind, einzusetzen, und zwar für jeden Kanal einen. Wenn die Impulse mit den verschiedenen Kanälen moduliert sind und die einen im Verhältnis zu den anderen zeitlich verschoben sind, werden sie gemischt und dann der Modulationsstufe des Senders zugeführt. Die Vermischung der verschiedenen modulierten Impulse kann sehr einfach durch Verwendung eines gemeinsamen Ausgangswiderstandes für die Endröhren der einzelnen Modulatoren erreicht werden. Der einzige Punkt, der uns noch für den Bau des Senders einer Mehrfachschaltung mit Impulsen zu prüfen übrig bleibt, ist also die Einordnung der verschiedenen, modulierten Impulse.

Wir haben in Abschn. 132 angenommen, daß die modulierten Impulse im gleichen Augenblick erzeugt werden. Nun hindert uns aber nichts, in dieser Weise zu verfahren, und die Einordnung der Impulse kann sowohl vor der Modulation, wie teils vor, teils nach ihr erfolgen [5]. Diesen Verfahren ist gemeinsam, daß sie einen einzigen Generator benutzen, und daß die Einordnung durch Phasenverschiebung der Impulse erreicht wird; hiernach kann man eine erste Gruppe von Schaltungen festlegen.

Man kann auch ebensoviel Impulsgeneratoren bauen, wie Modulatoren vorhanden sind, wodurch man eine zweite Gruppe von Schaltungen erhält. Natürlich müssen dann die verschiedenen Generatoren Signale liefern, deren Frequenz auf das genaueste übereinstimmt, deren Phasen aber relativ verschieden sind. Praktisch ist man dazu gekommen, einen Generator zu benutzen, der seine Frequenz an die verschiedenen Impulsgeneratoren für die Kanäle gibt. Man kann hier die spezielle Unterscheidung in Phasenschieber-Generatoren mit gesteuerter Frequenz und einfache Phasenschieber treffen. Jedoch haben die Signale, die von dem Generator geliefert werden, eine unterschiedliche Form und Dauer gegenüber den ihm zugeführten Signalen. Im zweiten Falle dagegen besteht das angewendete Prinzip darin, ein Signal, dessen Dauer und Form erhalten bleiben soll, zu verzögern.

Um schließlich alle Unsicherheiten über die Funktionen der jeweiligen Schaltung zu vermeiden, wollen wir nachstehend die weiterhin benutzten Ausdrücke genau festlegen:

Auto-Generator: Eine Schaltung, die Signale gegebener Form liefert, ohne Hilfs-Schaltungen oder -Signale zu benutzen.

Generator: Eine Schaltung, die entweder die Form oder die Dauer oder gleichzeitig Form und Dauer der ihr zugeführten Signale verändert, dabei aber ihre Phase erhält.

Phasenschieber: Eine Schaltung, die die Dauer und Form der ihr zugeführten Signale nicht beeinflusst, dagegen ihre Phase verändert.

Phasenschieber-Generator: Eine Schaltung, die gleichzeitig die Funktionen eines Generators und eines Phasenschiebers erfüllt, wobei die Phasenregelung keinen merklichen Einfluß auf Form und Dauer hat.

Phasenschieber mit Beeinflussung: Ein Phasenschieberkreis, der eine wesentliche Änderung der Form und Dauer der ihm zugeführten Impulse infolge seines unzureichenden Durchlaßbandes hervorruft.

31 Gemeinsame Generatoren

310 Grundsätzliches

Wie man auch die verschiedenen Kanalimpulse einordnet, eine Mehrkanalanlage umfaßt stets ein oder mehrere Generatoren, die die für die Erzeugung aller Kanalimpulse nötigen Signale liefern. Die Form dieser Signale wird von der Art bestimmt sein, wie die Kanalimpulse eingeordnet werden. Die gemeinsamen Generatoren legen allgemein entweder die Auflösungsfrequenz fest (Generatoren für die Basis) oder spezielle Formen von Signalen (Impulsgeneratoren für die Synchronisierung oder Entsperrung). Man kann sich also Generatoren vorstellen, die diese beiden Funktionen erfüllen.

311 Generatoren für die Basis

Die Basis-Generatoren bestimmen die Auflösungsfrequenz der verschiedenen Impulsmodulatoren. Es kann nun unnütz erscheinen, sehr stabile Generatoren zu verwenden; man muß sich indessen darüber klar sein, daß die für die Einordnung der Impulse benutzten Schaltungen eine nennenswerte Frequenzverwerfung hervorrufen. Die Siebkreise der Empfänger müssen auch bei einer gleichen Frequenzänderung noch einwandfrei arbeiten.

Ein Gerät muß noch bei Änderungen der Auflösungsfrequenz richtig arbeiten, die größer sind, als die durch das Weglaufen des Basis-Generators verursachten. Diese Forderung wird bei den klassischen Selbsterregungsschaltungen erfüllt, und es ist im allgemeinen überflüssig, die Auflösungsfrequenz mit Hilfe von quarzgesteuerten Oszillatoren festzulegen, obgleich diese Vorsicht manchmal angewendet wurde.

Wenn auch die langsamen Frequenzänderungen zugelassen werden können, so gilt das nicht von den raschen Änderungen, wenn diese eine Frequenz erzeugen, deren Komponenten im hörbaren Bereich offensichtlich in die Empfangsschaltung gelangen können. Diese Störfrequenzen würden tatsächlich den Empfang in Unordnung bringen. Die Selbsterregerschaltungen für Impulse des Multivibratortyps werden, da sie zum Teil die Ursache von solchen Frequenzänderungen sind, nur sehr selten bei den Mehrkanal-Impulsübertragungsanlagen angewendet.

312 Generatoren für die Synchronisierzeichen

Die Synchronisierzeichen erhält man aus den oben angegebenen Gründen, indem man von sinusförmigen Signalen ausgeht, die der Basis-Generator liefert. Bisweilen ist der Generator für die Synchronisierzeichen überflüssig, wenn die Generatoren für die Kanalimpulse direkt durch sinusförmige Signale synchronisiert werden, die der Basis-Generator liefert. Diese Synchronisierung wird direkt beim Phasenschieber-Generator und unter Zwischenschaltung eines Phasenschiebers beim einfachen Generator benutzt.

Wenn die Generatoren für die Kanalimpulse nicht mit sinusförmigen Signalen synchronisiert werden können, werden diese in Synchronisierimpulse passender Form durch einen entsprechenden Generator umgeformt. Deren Form und folglich auch die Generatorschaltung, ist abhängig von dem benutzten Generatortyp für die Kanalimpulse.

313 Generatoren für die Entsperrsignale

Bei diesen wird die Entsperrung der verschiedenen Modulatoren mit Hilfe einer einzigen Impulsquelle erreicht. Diese Entriegelung der Modulatoren kann direkt mit einem Generator für Entsperrsignale geschehen (Einordnung durch Phasenverschiebung der modulierten Impulse), oder unter Zwischenschaltung eines Phasenschiebers (Einordnung durch Phasenverschiebung der Impulse vor der Modulation).

Hier ebenfalls und aus dergleichen Gründen werden die Impulse von sinusförmigen Signalen hergeleitet, die ein Basis-Generator liefert. Die Verfahren zur Umformung von sinusförmigen Signalen in rechteckige Impulse sind bekannt und die Generatoren für die Entsperrimpulse beruhen auf den gleichen Grundlagen wie die Generatoren für die Kanalimpulse, die im folgenden geprüft werden sollen.

32 Phasenschieber

320 Grundsätzliches

Das Problem der Phasendifferenz zeigt sich von einer neuen Seite, wenn man die Form der verwendeten Signale betrachtet. Wenn ihr Frequenzspektrum unbedeutend ist, oder besser, wenn es sich um sinusförmige Signale handelt, können alle bekannten Schaltungen benutzt werden, nicht dagegen, wenn das Spektrum ausgedehnt ist, wie wir im folgenden sehen werden.

Die zur Phasenverschiebung ungeeigneten Kreise hätten in der Impulstechnik kein großes Interesse geweckt, so scheint es, aber da die Möglichkeit besteht, Impulse aus sinusförmigen Signalen zu erhalten, ist es mitunter praktisch, diese Impulse nur mit sinusförmigen Signalen darzustellen, die vorläufig phasenverschoben sind.

321 Phasenschieber für sinusförmige Signale

Bei den sinusförmigen Signalen bekommt man die Phasenverschiebung, wenn man die geläufigen, d. h. am häufigsten verwendeten Schaltungen benutzt mit Kreisen aus Widerstand und Kapazität mit oder ohne Elektronenröhren, die eine zusätzliche Phasenverschiebung von 180° bringen. Man würde auch die nötige Phasenverschiebung darstellen können durch die Spannung an den Klemmen verschieden orientierter Spulen, die sich in einem magnetischen Drehfeld befinden. Es können auch andere Schaltungen angewandt werden; insbesondere werden die zur Modulation durch Phasenverschiebung von sinusförmigen Signalen entwickelten auch eine fortschreitende Regelung der Phase erlauben.

Die gewöhnlich benutzten Schaltungen für Impulse von begrenzter Dauer, die von einem sinusförmigen Signal ausgehen, bestehen in ihrer Begrenzung auf eine von der Dauer der gewünschten Impulse abhängigen Höhe. Die beschnittenen Sinuslinien werden schließlich einer Röhre mit kleiner Gitterrückwirkung zugeführt, die nur den Scheitelwert überträgt. Die Dauer der so erhaltenen

Impulse ist nur in dem Maßstab genau festgelegt, wo die Begrenzung in einem Abschnitt großer Steilheit erfolgt. Dieses Verfahren kann nicht für Mehrfachanlagen mit einer großen Zahl von Kanälen verwendet werden, denn da die Impulsdauer kurz ist im Verhältnis zur Periode, würde die Begrenzung zu nahe am Scheitel einsetzen müssen. Kleine Änderungen des Einsetzens der Begrenzung oder der Signalamplitude würden dann störende Veränderungen der Impulsdauer hervorrufen. Praktisch wird die Erzeugung von Kanalimpulsen durch sinusförmige, in der Phase verschobene Signale nur bei Schaltungen für eine sehr kleine Kanalzahl verwendet.

Wenn man nur eine einzelne Phase festlegen will, gilt die vorherige Einschränkung nicht mehr, denn die Sinuslinien können an der Basis derartig begrenzt sein, daß man Impulse gleicher Dauer, aber nur von halber Periode erhält. Die Flankensteilheit der Impulse ist dann immer die gleiche, wie groß auch die Zahl der Kanäle sein mag. Die Synchronisation wird meistens nicht mit Impulsen halber Periode, sondern mit Signalen erreicht, die man aus ihnen ableitet und die den Abstand der Impulsflanken bestimmen.

322 Phasenschieber für Entsperrsignale

Die Entsperrsignale der Modulatoren haben die Form von rechteckigen Impulsen. Die Phasenverschiebung eines Impulses ist das Produkt der durch den Kreis gegebenen Verzögerung mit 2π mal dem Reziproken der Impulsperiode $\left(\varphi = t_0 \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{T} \right)$. Die erzielte Phasenverschiebung bezieht sich also auf die Grundfrequenz des Impulses, die der Oberwellen ist davon verschieden. Aus diesem Grunde ist es gebräuchlicher, die einem Impuls erteilte Verzögerung, als seine Phasenverschiebung zu betrachten. Wir wollen jedoch diesen letzteren Ausdruck anwenden, um mit der gleichen Bezeichnung einen identischen Vorgang zu kennzeichnen, ohne dabei die Form der benutzten Signale berechnet zu haben.

Die Übertragung eines Signales mit breitem Frequenzspektrum ohne Veränderung seiner Form erfordert, daß seine verschiedenen Komponenten ohne Verluste übertragen und daß alle gleichmäßig verzögert werden, oder mit anderen Worten, daß die Phasenverschiebung durch den Kreis der Frequenz proportional ist. Selbstverständlich muß unter diesen Bedingungen der Phasenschieberkreis ein um so größeres Durchlassband besitzen, je ausgedehnter das Frequenzspektrum der Impulse ist, das heißt, je kürzer diese sind. Wie bekannt, kann man eine der Frequenz proportionale Phasenverschiebung in einem gewissen Bereich durch einen Tiefpaß erhalten, der aus Teilgliedern mit konstantem K besteht, wobei die Phasencharakteristik übrigens durch Verwendung von M-Filtern verbessert werden kann.

Im letzteren Falle wird die Selbstinduktion des Parallelzweiges im allgemeinen fortgelassen und die M-Bauform durch leichte Kopplung der Reihen-Selbstinduktionen erreicht.

Die Grenzfrequenz, die ein für die Phasenverschiebung von Impulsen benutzter Tiefpaß haben muß, ist, wie wir gesehen haben, durch die Ausdehnung ihres Frequenzspektrums bestimmt. Praktisch bedeutet sie eine Grenze für die Verwendbarkeit dieser Schaltungen; denn je höher die Grenzfrequenz ist, desto bedeutender wird bei der gleichen Verzögerung die Zahl der Abschnitte. Daraus

folgt, daß für bestimmte Verzögerungen und Impulse von besonders kurzer Dauer die Anzahl der Abschnitte so groß werden wird, daß man sich gezwungen sieht, diese Schaltung nicht zu benutzen.

323 Phasenschieber mit Beeinflussung für die Synchronisierimpulse

Ein Tiefpaß, der nur einen Teil der Frequenzen überträgt, aus denen die ihm zugeführten Impulse zusammengesetzt sind, verursacht eine Veränderung ihrer Form. Dann kann man die aus dem Filter hervorgehenden Impulse nicht direkt zur Entsperrung der Modulatoren benutzen, aber man kann sie für die Synchronisierung der Generatoren für die Kanalimpulse verwenden. Wenn die Dauer der dem Eingang zugeführten Impulse kurz ist in bezug auf die Periode der Grenzfrequenz des Filters, werden Dauer und Form der phasenverschobenen Impulse ausschließlich durch seine Charakteristik bestimmt; es benimmt sich dann wie ein Phasenschieber mit Beeinflussung.

Die Dauer der phasenverschobenen Impulse, die direkt proportional der Periode der Grenzfrequenz des Filters ist, wird allgemein viel kürzer als die Hälfte der Periode, die diese Schaltung für den Bau von Anlagen mit sehr großer Kanalzahl zuläßt, sein. Für eine einwandfreie Arbeitsweise der Generatoren für die Kanalimpulse muß die Anzahl der Filterabschnitte um so größer sein, je mehr Kanäle übertragen werden sollen. Sie wird jedenfalls wesentlich kleiner sein als die für die Verzögerung ohne Verzerrung benötigte bei Impulsen für das Entsperrn der Modulatoren.

33 Besondere Generatoren

330 Grundsätzliches

Die Impulsgeneratoren für einen einzelnen Übertragungskanal werden durch Synchronisierimpulse gesteuert, die entweder von einem Phasenschieber ausgehen (einfacher Generator), oder direkt von einem Generator für Synchronisierzeichen (Phasenschieber-Generator). In jedem Falle liefern sie Impulse, die in der Form für die Entsperrung des mit ihnen gekoppelten Impulsmodulators passen.

Wir haben im folgenden einige Typen solcher Generatoren beschrieben, die in Mehrkanalanlagen mit Impulstastung verwendet werden und nach verschiedenen Prinzipien arbeiten.

331 Impulsgeneratoren für die Entsperrung

Der einfachste Generator ist der in Abb. 15 gezeigte. Die ihm unter Zwischenschaltung der Kapazität 1 zugeführten Signale haben eine größere Amplitude als die Vorspannung E . Solange das Signal eine kleinere Amplitude besitzt als E , wird es richtig übertragen. Erst bei einer größeren Amplitude als E führt die Diode 4 Strom und hat einen inneren Widerstand ρ . Dann erhält das von dem Generator gelieferte Signal eine Amplitude:

$$u' = (U - E) \frac{\rho}{\rho + R} + E,$$

wenn R den Wert des Widerstandes 3, U die Amplitude des hereinkommenden und u' die des abgehenden Signales bezeichnen.

Die Formen eines Synchronisierzeichens und eines Entsperrzeichens zeigen Abb. 15a und b. Die gerade Strecke, die durch das Entsperrsignal dargestellt

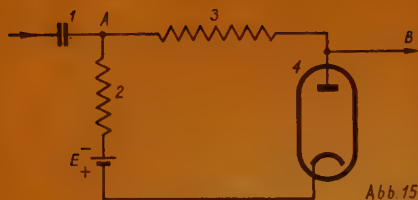
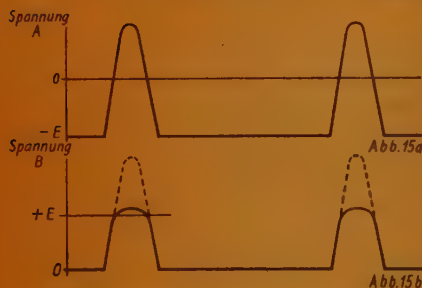


Abb. 15



332 Phasenschieber-Generatoren für die Entsperrimpulse

3320 Grundsätzliches

Wie wir vorher bereits gezeigt haben, sind die in den Mehrkanalanlagen verwendeten Phasenschieber-Generatoren solche, die durch ein einziges Signal synchronisiert werden und dann gleiche, aber in der Phase verschobene Signale liefern. Form und Dauer dieser Signale sind natürlich andere als die der zur Synchronisierung benutzten.

3321 Schaltungen mit Röhren

Die Synchronisiersignale aus der in Abb. 16 gezeigten Schaltung [6] haben die Form von Sägezähnen, deren Dauer gleich der Periode der Auflösungs-frequenz der zu übertragenden Signale ist. Diese Sägezähne werden dem Gitter der Röhre 6 zugeführt, die nur den Bruchteil davon überträgt, dessen Amplitude größer ist als die Vorspannung der Röhre, vermindert um ihre Gitter-rückwirkung. Der Arbeitspunkt der Röhre kann wegen der automatischen Vorspannung durch den Widerstand 5 nicht in den Bereich positiver Gitter-spannung übergehen. Daraus folgt, daß nur der Teil des Signales, der zwischen den horizontalen Strichen der Abb. 16a liegt, Änderungen des Anodenstromes bringen kann; die Spannung an den

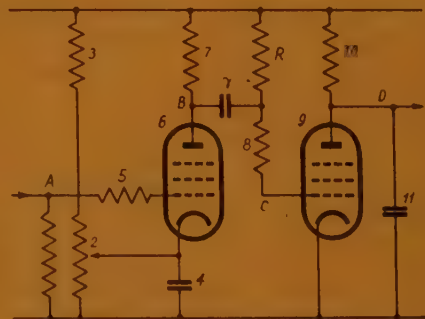


Abb. 16a

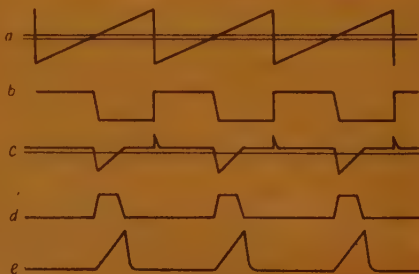


Abb. 16b

wird, ist um so konstanter, je kleiner der innere Widerstand der Diode gegenüber dem Widerstand 3 ist, der mit ihr in Reihe liegt. Dies könnte dazu führen, daß man einen sehr großen Widerstand 3 verwendet; man soll aber in dieser Richtung nicht übertreiben, denn die Kapazität der Diode und des Verbraucherkreises (im allgemeinen der Gitterkreis einer Röhre) bildet mit dem Widerstand 3 eine integrierende Schaltung, die bei einer zu großen Zeitkonstante nicht mehr die formgetreue Übertragung der Flanken des Entsperrimpulses zuläßt. Die Vorspannbatterie E wird in einigen Fällen fortgelassen und die Begrenzung durch automatische Vorspannung mittels Widerstand 2 und Kondensator 1 erzielt.

Klemmen des Widerstandes 7 hat also die in Abb. 16b gezeichnete Form. Wenn der Anodenstrom der Röhre 6 null ist, wird der Kondensator γ so aufgeladen, daß seine Spannung praktisch gleich der hohen Spannung ist. Die Gitter-Katodenstrecke der Röhre 9 wird leitend und bildet mit dem Widerstand R einen Spannungsteiler; dadurch erhält die eine Klemme von γ fast Katodenpotential, während die andere Klemme mit der hohen Spannung über den niedrigen Widerstand 7 verbunden ist. Wenn der Anodenstrom zu fließen beginnt, entsteht an den Klemmen von 7 eine negative Spannung und das Gitter 9 wird negativ zur Katode; der Kondensator γ beginnt sich dann über die Widerstände R und 7 zu entladen (der Widerstand von 7 ist vernachlässigbar gegen R). Die Entladung dauert solange, bis das Gitter der Röhre 9 wieder leitend wird; diese Zeit ist bestimmt durch die Zeitkonstante $\gamma \cdot R$. Wenn das an den Klemmen von 7 entstandene Signal verschwindet, sollte das Gitter der Röhre 9 sehr stark positiv werden, aber der Kondensator γ nimmt sehr rasch seine ursprüngliche Ladung wieder an, so daß er sich wieder in der Ausgangslage befindet, und der Kreislauf kann von neuem beginnen. Die Signale am Gitter der Röhre 9 zeigt Abb. 16c.

Da die Röhre 9 nur einen geringen Durchgriff hat, kann man an den Klemmen des Widerstandes 10, der niedrig ist, (auch ohne den Kondensator 11) einen Rechteckimpuls mit konstanter Amplitude erhalten (Abb. 16d), dessen Dauer durch die Zeitkonstante $\gamma \cdot R$ bestimmt und dessen Abstand abhängig von der Vorspannung der Röhre 6 ist.

In der betrachteten Schaltung wird der Generator für die Erzeugung sägezahnförmiger Signale gebraucht, die für eine Zeitmodulation benötigt werden; der Widerstand 10 ist deshalb groß und bestimmt mit Hilfe der Kapazität 11 die Amplitude der an den Klemmen von 11 durch den Ladestrom entstandenen Spannung. Die so erhaltenen Sägezähne zeigt Abb. 16e.

3322 Schaltungen mit Katodenstrahl-Ablenkung

Wir haben in Abschnitt 222 die Arbeitsweise eines Impulsmodulators kennengelernt, der die Ablenkung eines Katodenstrahles anwendet. Ohne das zu übertragende Signal bekommt man Impulse konstanter Dauer, deren Phase durch die Anordnung der Schicht bestimmt ist. Wenn man dieses Verfahren benutzt, werden selbstverständlich die Schichten vorzugsweise in Rechteckform ausgeführt werden. Eine einzige Röhre kann soviel Schichten enthalten, als Übertragungskanäle vorhanden sind, was die Anlagen sehr vereinfacht.



Abb. 17

Die Idee, eine Katodenstrahlröhre für die Entsperrimpulse der Modulatoren einer Mehrkanal-Impulsanlage zu benutzen, ist schon alt [5], wenigstens in der hier gezeigten Form. Eine neue amerikanische Ausführung verwendet dieses Verfahren mit der Abänderung, daß die Auslenkung kreisförmig angeordnet ist [7].

Hierbei sind die Schichten auf einem Kreisumfang an Stelle eines Durchmessers angeordnet; die beiden Ausführungen zeigt Abb. 17. Man erkennt, daß die kreisförmige Auslenkung für die gleiche Anzahl von Schichten mit den gleichen Abmessungen und dem gleichen Zwischenraum eine Röhre mit viel kleinerem Durchmesser ergibt. Außerdem ist es viel einfacher, eine kreisförmige Ablenkung herzustellen, als eine lineare, wenn man schon über eine sinusförmige Spannung verfügt. Dieses Verfahren bedeutet also eine allgemeine Vereinfachung des Gerätes.

(Schluß folgt)

Der Gleichlauf im Super

Übersicht

Es wird eine Berechnung der L- und C-Werte im Gleichlaufsuper angegeben. Gegenüber früheren Arbeiten*) werden die mechanische Durchführung einer Korrektur an den Abstimmkondensatoren (kein C-Gleichlauf!) gebracht und die Frequenzfehler über den ganzen Mittelbereich zu Null gemacht. Leider findet man in der Fachliteratur nur mangelhafte Angaben über die Größenordnung der verwendeten Selbstinduktions- und Kapazitätswerte für die Schwingkreise in Gleichlaufsupern. Um diese empfindliche Lücke auszufüllen, sei in Nachstehendem deren Berechnung angegeben: zunächst die mathematische Herleitung der Berechnungsformeln, dann: ein vollständiges Zahlenbeispiel.

Man geht aus von der bekannten Thomsonschen Schwingungsformel

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$$

Einführung der gebräuchlichen Einheiten

$$1 \text{ mH} = 10^{-3} \text{ H}; \quad 1 \text{ pF} = 10^{-12} \text{ F}; \quad 1 \text{ kHz} = 10^3 \text{ Hz}$$

ergibt

$$f = \frac{5030}{L \cdot C} = \frac{k}{\sqrt{L \cdot C}}; \quad k = 5030 \quad (1)$$

Festlegung des Frequenzbereiches

Bezeichnet man mit f_1 und f_2 die obere bzw. untere zu empfangende Frequenz, so folgt aus (1)

$$f_1 = \frac{k}{\sqrt{L \cdot C_a}}; \quad f_2 = \frac{k}{\sqrt{L (C_a + C_o)}} \quad (2)$$

Hierin bedeutet C_a die Summe aus Spulen-Eigenkapazität, Leitungs- und Drehko-Anfangskapazität, während C_o die Drehko-Endkapazität darstellen soll. Dividieren und Quadrieren der Gleichungen (2) ergibt

$$\left(\frac{f_1}{f_2} \right)^2 = v^2 = \frac{C_a + C_o}{C_a}$$

woraus folgt

$$C_a = \frac{C_o}{v^2 - 1} \quad (3)$$

Aus (2) und (3) findet man dann

$$L = \left(\frac{k}{f_1} \right)^2 \cdot \frac{v^2 - 1}{C_o} \quad (4)$$

Da nun C_o und v als gegeben zu betrachten sind, lassen sich durch (3) und (4) C_a bzw. L bestimmen.

*) Fränz: HF-Technik und Elektro-Akustik, 1943, Band 62. — Meisinger: Funktechnische Monatshefte, 1943, Seite 23.

Die Gleichungen der Schwingkreise

Zwischen Vorkreis-, Oszillator- und Zwischenfrequenz besteht die Beziehung $f_v + f_z = f_0$, wenn zur Überlagerung die obere Osz.-Frequenz herangezogen wird. Das heißt, die Osz.-Frequenz muß stets um den gleichen Betrag f_z , nämlich die Zwischenfrequenz, größer sein als die zu empfangende Frequenz f_v .

Setzt man $f_0 - f_z = f_0$ (5)

so besteht Gleichlauf, wenn

$$f_v = f_0 \quad (6)$$

ist.

Man geht von folgenden Schaltungen für den Vor- bzw. Osz.-Kreis aus, mit denen man, wie sich zeigen wird, stets genügenden Gleichlauf erzielt:

Vorkreis: (f_v)

Oszillatorkreis: (f_0)

Die Gleichung des Vorkreises lautet dann

$$f_v = \frac{k}{\sqrt{L (C_a + C_l)}} \quad (7)$$

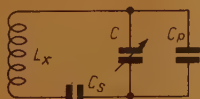
Die des Osz.-Kreises:

$$f_0 = \frac{k}{\sqrt{L_x \cdot C_r}}, \quad \text{wobei} \quad C_r = \frac{C_s(C_p + C)}{C_s + C_p + C}, \quad \text{also}$$

$$f_0 = k \left(\frac{C_s + C_p + C}{L_x \cdot C_s(C_p + C)} \right)^{1/2} \quad (8)$$

Hierbei sind, wie oben, in C_p die Spuleneigenkapazität sowie Leitungs- und Drehko-Anfangskapazität vereinigt zu denken. Bezüglich der Spuleneigenkapazität und der hierzu parallel liegenden Leitungskapazität ist dies zulässig, da durch geeignete räumliche Anordnung von C_s der Einfluß beider auf C_p gering bleibt und überdies ihr C-Wert klein gegen C_s ist.

Die drei Konstanten L_x , C_p und C_s bestimmen sich nun aus drei willkürlich gewählten Werten von C. Aus den Gleichungen (5), (6), (7) und (8) erhält man



$$\left(\frac{f_v + f_z}{k} \right)^2 = \frac{C_s + C_p + C}{L_x \cdot C_s (C_p + C)}$$

$$= \left(\frac{1}{\sqrt{L (C_a + C)}} + \frac{f_z}{k} \right)^2$$

Abb. 1. Vorkreis (f_v) Abb. 2. Oszillatorkreis (f_0)

Mit $A_n = \left(\frac{1}{\sqrt{L (C_a + C_n)}} + \frac{f_z}{k} \right)^2, \quad n = 1, 2, 3 \quad (9)$

ergeben sich dann die drei Bestimmungsgleichungen für L_x , C_s und C_p :

$$C_p = \frac{C_3 - C_2 \cdot B}{B - 1}$$

$$L_x = \frac{(B - 1)^2}{(A_2 - A_3) (C_3 - C_2) B}$$

$$C_s = \frac{(C_3 - C_2) (A_2 - A_3) B}{(B A_3 - A_2) (B - 1)}$$

worin $B = \frac{(C_3 - C_1) (A_1 - A_2)}{(C_2 - C_1) (A_1 - A_3)} \quad (10...13)$

Wahl der C_n

Es liegt in der Natur der Sache, zwei der Größen C_n , sie seien C_1 und C_3 , an den Anfang bzw. an das Ende des Frequenzbereiches zu legen.

Der mittlere Wert C_2 ergibt sich aus folgender Betrachtung:

Geometrisch bedeutet die Festlegung von C_1 und C_3 die Sekante durch diese Punkte der gegebenen Funktionskurve f_v . Daraus ergibt sich die günstigste Wahl von C_2 , nämlich die zur Sekante parallele Tangente an f_v . Die hierzu gehörige Abszisse C_2 findet man daher aus dem Taylorschen Satz

$$f_v(C_1 + h) - f_v(C_1) = h f'_v(C_2)$$

wobei $C_1 + h = C_3$ bzw. $h = C_3 - C_1$ ist.

$$\text{Also } f_v(C_3) - f_v(C_1) = (C_3 - C_1) f'_v(C_2) \quad (14)$$

Differentiation von (7) ergibt

$$f'_v = -\frac{1}{2} \frac{k}{\sqrt{L}} \cdot \frac{1}{\sqrt{(C_2 + C)}} \quad (15)$$

Aus (14) wird mit (15) und (7) nach einiger Umformung

$$C_2 = \sqrt[8]{\frac{1}{4} \cdot \frac{(C_2 + C_1)(C_2 + C_3)(C_3 - C_1)^2}{(C_3 + C_1) + 2(C_2 - \sqrt{(C_2 + C_1)(C_2 + C_3)})}} - C_2 \quad (16)$$

Fehler

Hierfür hat man nach Gleichung (5)

$$\Delta f_0 = f_0 - f_v \quad \text{bzw.} \quad \Delta f_v = f_v - f_0 \quad (17)$$

welche voraussetzungsgemäß an den Stellen C_n ($n = 1, 2, 3$) zu Null werden. Nun müssen die Δf aber in Größenordnungen bleiben, welche durch die Drehko-Lamellen noch auszugleichen sind, wobei der günstige Umstand besteht, die C-Korrekturen über beide Drehkondensatoren zu verteilen. Bezeichnet man die C-Korrekturen, welche Gleichung (17) über den ganzen Bereich zu Null machen, mit ΔC_v bzw. ΔC_0 , so wird aus f_v

$$\Delta C_v = \frac{\sqrt{L} \cdot \sqrt{C_2 + C} \cdot \Delta f_v}{k - \sqrt{L} \cdot \sqrt{C_2 + C} \cdot \Delta f_v} \cdot (C_2 + C) \quad (18)$$

aus f_0

$$\Delta C_0 = \frac{\sqrt{L_x} \cdot \sqrt{(C_p + C) + \frac{1}{C_s} (C_p + C)^2 \Delta f_0}}{k - \sqrt{L_x} \cdot \sqrt{(C_p + C) + \frac{1}{C_s} (C_p + C)^2 \Delta f_0}} \cdot (C_p + C) \quad (19)$$

In diesen Gleichungen ist bereits dem oben erwähnten Ausgleich Rechnung getragen und es sind die halben Differenzen Δf eingesetzt. Diese ganze Korrektur ist natürlich nur für einen Bereich genau durchführbar, und man wählt aus praktischen Gründen den mittleren. Da die Fehler sich nun aber bei allen drei Bereichen in gleichen Richtungen bewegen, so wirkt sich die Mittelwellen-C-Korrektur wenigstens ausgleichend auf die anderen Bereiche aus.

Geht man mit den Verbesserungen (18) und (19) erneut in die Schwingkreis-Gleichungen f_v und f_0 , so wird Gleichung (17) für den Mittelbereich zu Null, das heißt, es besteht der gewünschte Frequenzgleichlauf, dagegen ist der ur-

springliche C-Gleichlauf nicht mehr vorhanden, auf den es ja auch gar nicht ankommt. Der wirkliche Kapazitätsverlauf wird nunmehr ausgedrückt durch

$$C_w = C + \Delta C_v \quad \text{bzw.} \quad C_w = C + \Delta C_d \quad (21)$$

Mechanische Durchführung der Korrektur

Diese wird durch Verbiegen der Lamellen vorgenommen, d. h. durch Änderung ihres Abstandes a von der letzten Statorplatte. Die anzubringenden Änderungen Δa und ihr Gesamtverlauf ergeben sich aus Folgendem:

Die nach der Korrektur in jeder Stellung wirklich vorhandene Kapazität soll nach (21) sein $C_w = C + \Delta C$, wobei der Index fortgelassen wurde, da beide Fälle (21) gemeinsam behandelt werden können. Im unkorrigierten Zustand genügt C der Kapazitätsformel

$$C = \epsilon_0 (n - 1) \frac{F}{a} \quad (22)$$

Hierin ist

n = Anzahl der Platten

ϵ_0 = absolute Dielektrizitätskonstante = 0,0886 pF/cm

F = wirksame Fläche

a = konstanter Abstand der Platten.

Denkt man sich nun vorübergehend die beiden Endplatten fort, so beträgt die Kapazität der verbleibenden inneren Platten mit ihrem konstanten Abstand a nur noch

$$\epsilon_0 (n - 3) \frac{F}{a} \quad (23)$$

und die der beiden Endplatten mit ihrem veränderbaren Abstand

$$x = a + \Delta a$$

beträgt $\epsilon_0 \cdot 2 \int \frac{1}{x} \cdot dF \quad (24)$

wobei $x = \varphi(F)$. Die Summe von (23) und (24) stellt dann die in jeder Stellung wirklich vorhandene Kapazität C_w dar:

$$C_w = C + \Delta C = \epsilon_0 \left[(n - 3) \frac{F}{a} + 2 \int \frac{1}{x} dF \right] \quad (25)$$

Für $x = a = \text{const.}$, das heißt $\Delta C = 0$ gilt wieder Gleichung (22).

Differentiation der Gleichung (25) mit Berücksichtigung von (18) bzw. (19) und (22) ergibt nach Umformung

$$\boxed{x = a + \Delta a = \frac{a}{1 + \frac{1}{2} (n - 1) \Delta C'}} \quad \text{wo} \quad \Delta C' = \frac{d(\Delta C)}{dC} \quad (26)$$

Wenn also das Verhältnis der zwei korrigierbaren Platten zu den gesamten wirksamen $(n - 1)$ -Platten gleich der Kapazitätsabnahme $-\Delta C'$ wird, wird Gleichung (26) unstetig, und x ist durch keinen endlichen Wert mehr zu erreichen. Hieraus folgt ein Schluß auf die höchstzulässige Plattenanzahl bei vorgegebenem

größtem negativen $\Delta C'$ und größter noch ausführbarer Verbiegung. Setzt man letztere $x = b a$, so wird, wenn man in Gleichung (26) $-\Delta C' \parallel \Delta C'$ setzt:

$$n = 1 + 2 \frac{b-1}{\Delta C' : b} \quad \text{wo } b = \frac{x}{a} \quad (27)$$

Die auf Grund von (26) errechneten Abstände x verstehen sich auf den jeweilig bei der Drehung des Kondensators wirksam werdenden unendlich schmalen Flächenstreifen, wenn die Verbiegung durch Parallelverschiebung des betreffenden Streifens vorgenommen würde. In der Praxis aber wird der Abgleich durch Schrägstellen bzw. Abwickeln der Lamellen durchgeführt. Die sich hieraus ergebenden größeren Abstände am Umfang der Endplatte sollen berücksichtigt werden. Wegen der Kleinheit der hierbei auftretenden Winkel φ sei folgende Annäherung gestattet.

Nimmt man an, daß vor wie nach der Verbiegung sämtliche Feldlinien von der einen zur anderen Platte übergehen, so ist, da $d(dF) = \rho \cdot d\alpha \cdot d\rho$ (Abb. 3).

$$d(dC) = \epsilon_0 \cdot d\alpha \frac{\rho \cdot d\rho}{a + (\rho - r)\varphi}$$

Hierbei, sowie in der Abbildung ist:

- α = Drehwinkel
- r = Radius der Drehachse
- r_0 = Radius des Stator-Luft-raumes
- φ = Winkel der Abbiegung
- y = der gesuchte Abstand
- a = der normale Abstand, und
- ρ = der jeweilige im allgemeinen von α abhängige Plattenradius.

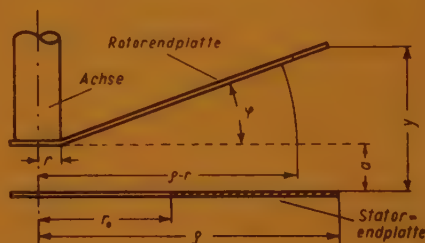


Abb. 3

Durch Integration obiger Gleichung findet man

$$dC = \frac{\epsilon_0 \cdot d\alpha}{\varphi} \left[\rho - \left(\frac{a-r}{\varphi} \right) \ln [a + (\rho - r)\varphi] \right] \Big|_r^{\rho}$$

und nach Einsatz der Grenzen

$$dC = \frac{\epsilon_0 \cdot d\alpha}{\varphi} \left[(\rho - r_0) + \left(r - \frac{a}{\varphi} \right) \ln \frac{a + (\rho - r)\varphi}{a + (r_0 - r)\varphi} \right] \quad (28)$$

Für weitere Integration wäre zu beachten, daß im allgemeinen $\rho = f(\alpha)$ vom Plattenschnitt abhängt, und nur bei Kreisplatten konstant ist. Hier interessiert aber nur die unendlich kleine Fläche mit ihrem Öffnungswinkel $d\alpha$, und ihre Kapazität dC . Ersetzt man nun letztere durch eine gleichgroße und eine ihr zugeordnete Fläche $d(dF) = \rho \cdot d\alpha \cdot d\rho$ wie oben, im parallelen Abstand x , so gilt hierfür:

$$d(dC) = \epsilon_0 \frac{d(dF)}{x} = \epsilon_0 \cdot d\alpha \frac{\rho \cdot d\rho}{x}$$

woraus durch Integration folgt

$$dC = \epsilon_0 \cdot \frac{1}{2} \frac{\rho^2 - r_0^2}{x} \cdot d\alpha \quad (29)$$

und durch Gleichsetzen mit (28)

$$x = \frac{1}{2} \frac{(\rho^2 - r_0^2) \varphi}{(\rho - r_0) - p \ln \left(\frac{p + \rho}{p + r_0} \right)}, \quad \text{wo } p = \frac{a}{\varphi} - r \quad (30)$$

Da nun $\rho = f(\alpha)$, also auch $C = g(\alpha)$ gegeben, so ist nach (26) jedem ρ ein bestimmter Abstand x zugeordnet. Mit diesen Wertepaaren ist nach (30) der Winkel φ bestimmt. Wegen der Transzendenz von (30) wählt man zu ihrer Auflösung am besten Parameterdarstellung, indem für willkürlich angenommene ρ und φ die Abstände x berechnet werden, und man hieraus rückwärtsgehend die Abhängigkeit φ von x bzw. C erkennen kann.

Die gesuchten Randabstände y ergeben sich dann bei kleinen Winkeln φ nach der Abbildung zu

$$y = a + (\rho - r) \varphi \quad (31)$$

Zahlenbeispiel

Für alle drei Bereiche gelten folgende Festlegungen:

$k = 5030$; $f_z = 468 \text{ kHz}$; $C_0 = 450 \text{ pF}$; $C_1 = 15 \text{ pF}$ und $C_2 = 425 \text{ pF}$
Kurzwellen: 20...60 m

$$f_1 = 15000 \text{ kHz} \quad f_2 = 5000 \text{ kHz}$$

Aus (3) wird mit $v = 3$ $C_a = 56 \text{ pF}$
und aus (4) $L = 0,002 \text{ mH}$

Mit C_a und obigen Festlegungen findet man aus (16) $C_2 = 144 \text{ pF}$.

Nun berechnen sich die Hilfsgrößen A_n aus (9)

$$A_1 = 7,5443; \quad A_2 = 2,803; \quad A_3 = 1,2379$$

und aus (13) dann $B = 2,3895$

Hiermit aus (10...12)

$$C_p = 58,224 \text{ pF} \quad C_s = 4881,2 \text{ pF} \quad L_x = 0,00184 \text{ mH}$$

Die Schwingkr.-Gleichungen lauten dann nach (5), (7) und (8)

$$f_v = \frac{112480}{\sqrt{56 + C}} \quad f_0 = 468 \left[3,5892 \sqrt{\frac{4939,4 + C}{58,22 + C}} - 1 \right]$$

Langwelle: 715...2000 m

$$f_1 = 420 \text{ kHz} \quad f_2 = 150 \text{ kHz}$$

Aus (3) mit $v = 2,8$ $C_a = 65,7 \text{ pF} \approx 66 \text{ pF}$ und aus (4) $L = 2,18 \text{ mH}$

Für C_2 findet man aus (16) $C_2 = 148 \text{ pF}$

Die Hilfsgrößen (9) werden

$$A_1 = 0,028324; \quad A_2 = 0,019415; \quad A_3 = 0,015279$$

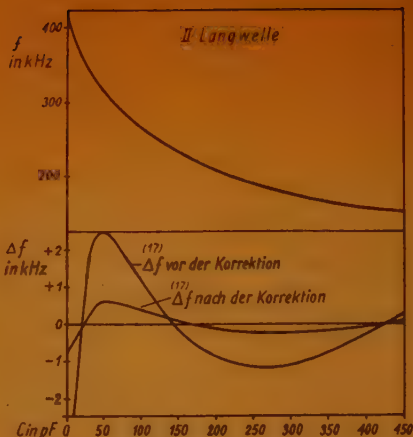
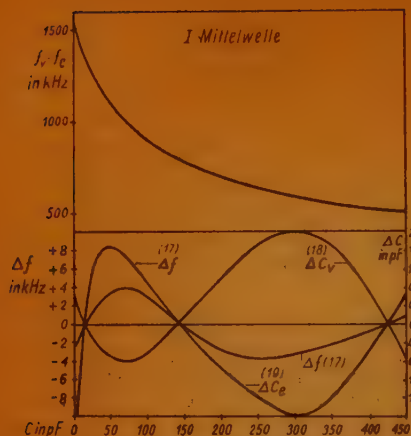
und $B = 2,1053$

Mit den Gleichungen (10...12) wird dann

$$C_p = 102,6 \text{ pF} \quad C_s = 171,13 \text{ pF} \quad L_x = 0,5065 \text{ mH}$$

Die Schwingkreis-Gleichungen nach (5), (7) und (8)

$$f_v = \frac{3406,8}{\sqrt{66 + C}} \quad f_0 = 468 \left[1,1544 \sqrt{\frac{273,7 + C}{102,6 + C}} - 1 \right]$$



Mittelwelle: 194...610 m

$$f_1 = 1550 \text{ kHz}$$

$$f_2 = 490 \text{ kHz}$$

Hier ist $v = 3,16$ also $C_s = 50 \text{ pF}$ und $L = 0,211 \text{ mH}$ nach (3) und (4).

Aus (16) ergibt sich

$$C_s = 140 \text{ pF}$$

Und aus (9)

$$A_1 = 0,18185;$$

$$A_2 = 0,06299;$$

$$A_3 = 0,037216;$$

dann wird nach (13)

$$B = 2,8868$$

Mit Hilfe der Gleichungen (10...12) findet man

$$C_p = 65,52 \text{ pF};$$

$$C_s = 489,4 \text{ pF};$$

$$L_x = 0,1097 \text{ mH}$$

$$f_v = \frac{10950}{\sqrt{50 + C}}$$

$$f_0 = 468 \left[1,467 \sqrt{\frac{555 + C}{65,5 + C}} - 1 \right]$$

Für alle drei Bereiche sind nun einige Funktionswerte in einer Tafel zusammengestellt. Desgleichen sind auch die auftretenden Differenzen Δf notiert. Eine gute Übersicht hierüber bieten auch die Kurven I und II.

Korrektur

Man geht, wie schon erwähnt, von der Mittelwelle aus. Die notwendigen C-Korrekturen ergeben sich aus den Gleichungen (18) und (19) mit (17).

$$\Delta C_v = \frac{9,182 \cdot 10^{-5} \sqrt{50 + C} \cdot \Delta f_v}{1 - 9,182 \cdot 10^{-5} \sqrt{50 + C} \cdot \Delta f_v} (50 + C)$$

$$\Delta C_e = \frac{6,5846 \cdot 10^{-5} \sqrt{(65,5 + C) + \frac{1}{489,4} (65,5 + C)^2 \cdot \Delta f_0}}{1 - 6,5846 \cdot 10^{-5} \sqrt{(65,5 + C) + \frac{1}{489,4} (65,5 + C)^2 \cdot \Delta f_0}} (65,5 + C)$$

Die aus diesen Gleichungen sich ergebenden C-Korrekturen sind in der Tafel sowie auf dem Kurvenblatt I bei der Mittelwelle angeführt.

Auch der nach der Korrektur sich ergebende Frequenzverlauf ist auf der Tafel für den Mittel- und Langwellenbereich durchgeführt. Für die Mittelwelle ist hier praktisch $\Delta f = 0$. Man ersieht gleichzeitig, daß infolge der Kleinheit von Δf die neuen f -Werte gleich dem arithmetischen Mittelwert $f = \frac{1}{2} (f_v + f_o)$ der

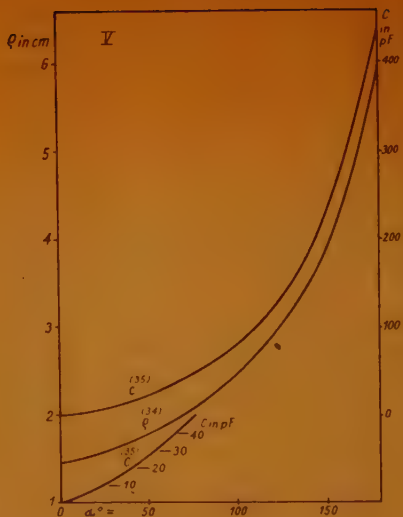
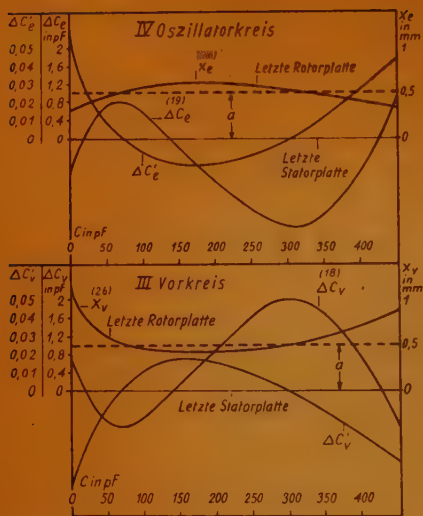
beiden alten sind.

Man vergleiche auch die jetzt bei der Langwelle noch auftretenden Δf mit denen vor der Korrektur. Es ist unverkennbar, wie günstig sich die Mittelwellen-Korrektur auf die Langwelle ausgewirkt hat. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei der Kurzwelle, von einer erneuten Berechnung wurde hier aber abgesehen.

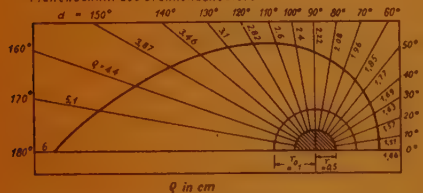
Nun noch einen Überblick über die Größenordnung der vorzunehmenden Verbiegungen an den Lamellen. Zu diesem Zweck ist nach (26) die Gleichung (18) bzw. (19) zu differenzieren. Dies führt nun aber auf einen etwas verwickelten, unübersichtlichen Ausdruck, so daß hier eine angenäherte, numerische Differentiation an Hand der C- und ΔC -Differenzen durchgeführt wurde. Ihr geometrischer Verlauf ist aus den Kurven III und IV zu ersehen, wo auch nochmals ihre Integralkurven ΔC eingezeichnet sind. Einige spezielle Werte sind in nachfolgender Tabelle zusammengestellt.

C in pF		0	15	25	50	75	100	125	150	175
Vorkreis	$\Delta C'_v$	—	—	—	—	+	+	+	+	+
	x_v in mm	1,2	0,772	0,669	0,548	0,484	0,446	0,43	0,421	0,421
Oszillator	$\Delta C'_o$	+	+	+	+	—	—	—	—	—
	x_o in mm	0,061	0,036	0,025	0,009	0,004	0,01	0,015	0,016	0,017
C in pF		200	225	250	300	350	400	425	450	
Vorkreis	$\Delta C'_v$	+	+	+	0	—	—	—	—	
	x_v in mm	0,016	0,013	0,01		0,012	0,026	0,033	0,04	
Oszillator	$\Delta C'_o$	—	—	—	—	+	+	+	+	
	x_o in mm	0,016	0,014	0,011	0,002	0,011	0,027	0,035	0,043	
		0,607	0,59	0,569	0,515	0,445	0,386	0,361	0,34	

Legt man für die Drehkondensatoren eine Plattenanzahl von $n = 23$ und einen Plattenabstand von $a = 0,5$ mm zugrunde, so ergeben sich nach Gleichung (26) die in der Tabelle eingetragenen Werte x , welche also die parallelen



VI Plattenschnitt des Drehkondensators



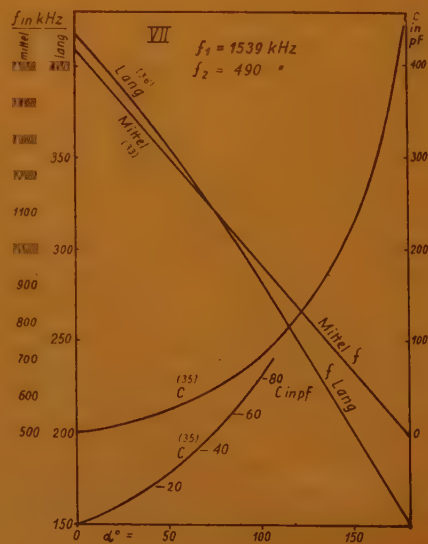
Abstände der korrigierten Rotorendplatte von der Statorendplatte darstellen (s. auch III u. IV).

Es sei noch betont, daß im angeführten Zahlenbeispiel absichtlich ein ungebräuchlich großes Frequenzverhältnis und kleine Drehko-Endkapazität

zugrunde gelegt wurden, wodurch die Gleichlaufschwierigkeiten vergrößert werden. Wählt man das Frequenzverhältnis kleiner ($v = 8$) und die Drehko-Endkapazität größer ($C = 500$ pF), so läßt sich mit Hilfe obiger Bemessung der Schwingkreise, wie praktische Versuche bestätigt haben, ohne größere Abgleichsschwierigkeiten ausreichender Gleichlauf erzielen.

Es bleibt nur noch die Frage der Randabstände y nach Gleichung (31) offen. Zu deren Bestimmung ist die Kenntnis der Kapazitätskurve $p = f(\alpha)$, das heißt des Plattenschnittes des Drehkondensators erforderlich.

Als Beispiel soll der Plattenschnitt eines sogenannten frequenzgeraden Kondensators, bei dem f proportional dem Drehwinkel α ist, berechnet



Vor der Korrektur										Nach der Korrektur				
Kurzwellen			Langwellen				Mittelwellen			Langwellen				
C	f_V	f_0	Δf_0	f_V	f_0	Δf_0	f_V	f_0	Δf_0	Korrektur		f_V	f_0	Δf_0
										ΔC_V	ΔC_0			
0	15030	15004	-26	419,3	414,4	-4,9	1548,6	1530,1	-18,5	+0,604	-0,681	417,4	416,2	-0,08
10	13845	13839	-6	390,8	389,5	-1,3	1413,7	1409,8	-3,9	+0,166	-0,1806	390,3	390	-0,3
15	13345	13349	+4	378,5	378,5	0	1358	1358	0	0	0	378,5	378,5	0
20	12902	12907	+5	367,3	368,2	+0,9	1308,7	1312,2	+3,5	-0,1877	+0,198	367,7	367,8	+0,1
25	12497	12506	+9	357	358,6	+1,6	1264,4	1269,8	+5,4	-0,3193	+0,334	357,8	358	+0,2
50	10925	10937	+12	316,3	318,8	+2,5	1095	1103,1	+8,1	-0,7343	+0,7409	317,2	317,9	+0,7
75	9827	9837	+10	287	289	+2	979,4	985,6	+6,2	-0,7873	+0,7758	287,7	288,2	+0,5
100	9005	9012	+7	264,1	265,7	+1,6	894,1	897,7	+3,6	-0,601	+0,586	264,9	265,3	+0,4
125	8360	8363	+3	246,5	247,1	+0,4	827,7	829	+1,3	-0,274	+0,266	246,7	246,9	+0,2
140	—	—	—	—	—	—	794,45	794,45	0	0	0	—	—	—
148	—	—	—	232,8	232,8	0	—	—	—	—	—	—	—	—
150	7837	7836	-1	231,8	231,7	-0,1	774,3	773,7	-0,6	+0,155	-0,15	231,7	231,8	+0,1
175	7400,5	7398	-2,5	219,5	218,9	-0,6	730	728	-2	+0,618	-0,598	219,1	219,1	0
200	7030	7026	-4	208,9	208	-0,9	692,3	689,7	-2,6	+0,943	-0,917	208,5	208,3	-0,16
250	6431	6423	-8	191,6	190,4	-1,2	632,2	628,6	-3,6	+1,72	-1,69	191,2	191,04	-0,16
300	5961	5956	-5	178,1	176,9	-1,2	585,3	582	-3,3	+1,984	-1,996	177,6	177,4	-0,2
350	5582	5579	-3	167	166,2	-0,8	547,5	545,2	-2,3	+1,678	-1,737	166,7	166,5	-0,2
400	5267	5265	-2	157,8	157,5	-0,3	516,2	515,3	-0,9	+0,786	-0,831	157,7	157,6	-0,1
425	5128	5128	0	153,6	153,4	-0,2	502,4	502,4	0	0	0	153,5	153,5	0
450	5000	5002	+2	150	150,2	+0,2	490,6	489,7	+0,9	-0,917	+0,996	150,1	150,16	+0,06
außer Bereich!														
500	4770	4777	+7	143,2	144,2	+1	466,9	469,7	+2,8	-3,278	+3,664	143,6	143,8	+0,2

Sämtliche Größen in pF bzw. kHz.

werden. Anschließend hieran folgt die Bestimmung der Randabstände y zwecks Durchführung der Korrektur.

Allgemein gilt

$$C = \epsilon_0 \frac{n-1}{L} \int dF \quad (22)$$

In Polarkoordinaten ist

$$d(dF) = r dr \cdot d\alpha$$

$$\text{oder} \quad dF = \frac{1}{2} r^2 \cdot d\alpha \bigg|_{r_0}^{\rho} = \frac{1}{2} (\rho^2 - r_0^2) d\alpha$$

wobei die Bezeichnungen wie bei Gleichung (28) gelten. Einsatz in (22) ergibt

$$C = \frac{1}{2} \epsilon_0 (n-1) \cdot \frac{1}{a} \int_0^{\alpha} (\rho^2 - r_0^2) \cdot d\alpha$$

Nach (7) war

$$C = \frac{k^2}{L \cdot f^2} - C_a = \frac{1}{2} \epsilon_0 (n-1) \frac{1}{a} \int_0^{\alpha} (\rho^2 - r_0^2) d\alpha$$

woraus durch Differenzieren folgt

$$\frac{dC}{df} = - \frac{2k^2}{L f^3} = \frac{1}{2} \epsilon_0 (n-1) \frac{1}{a} (\rho^2 - r_0^2) \frac{d\alpha}{df}$$

also

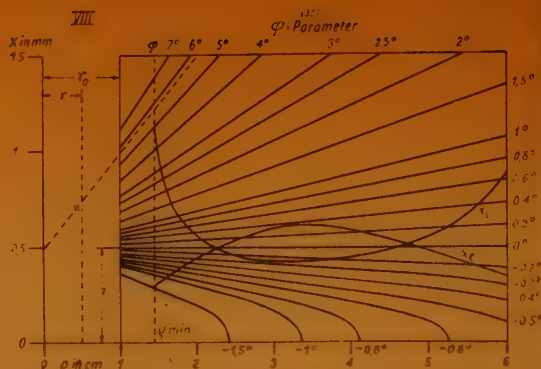
$$\rho^2 = - \frac{4 a k^2}{\epsilon_0 \cdot L (n-1)} \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{df}{d\alpha} + r_0^2 \quad (32)$$

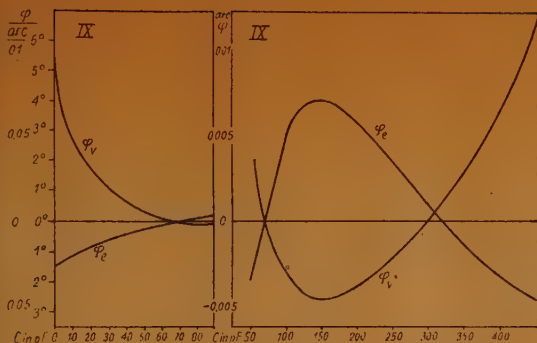
Nach Voraussetzung soll sein

$$f = k_1 + k_2 \alpha$$

Die Konstanten k_1, k_2 ergeben sich aus den Anfangs- bzw. Endbedingungen. Für $\alpha = 0$ ist $f = f_1 = k_1$ und für $\alpha = \pi$ ist $f = f_2$, so daß wird

$$f = f_1 - (f_1 - f_2) \frac{\alpha}{\pi} \quad (33)$$





Da nun $\frac{df}{d\alpha} = \frac{1}{\pi} (f_2 - f_1)$,
wird aus (32)

$$\rho^2 = \frac{4(f_1 - f_2) a k^2}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot (n-1) L} \times$$

$$\times \frac{1}{\left(f_1 - (f_1 - f_2) \frac{\alpha}{\pi}\right)^3} + r_0^2 \quad (34)$$

Nach Berechnung von F und Bestimmung der Integrationskonstanten, $F = 0$ für $\alpha = 0$ ergibt sich mit (22)

$$C = \frac{k^2}{L} \left(\frac{1}{\left(f_1 - (f_1 - f_2) \frac{\alpha}{\pi}\right)^2} - \frac{1}{f_1^2} \right) \quad (35)$$

Man erkennt, daß der Plattenschnitt nach (34) vom gewählten Frequenzbereich abhängt. Damit ist die Proportionalität von f zu α nach (33) nur für diesen Bereich zu erwarten. Sie trifft für andere Bereiche um so genauer zu, je mehr sich die gesamten Schwingkreis-Anfangskapazitäten einander gleichen.

Wählt man zur numerischen Berechnung von (34) und (35) die in der Tafel angegebenen Werte der korrigierten Mittelwelle

$$f_1 = 1539 \text{ kHz} \quad f_2 = 490 \text{ kHz},$$

sowie

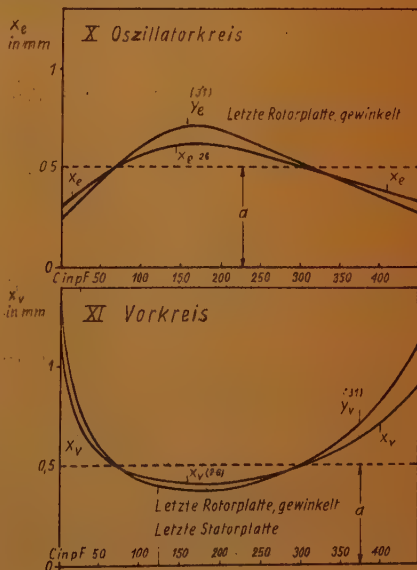
$$r = 0,5 \text{ cm} \quad r_0 = 1 \text{ cm}$$

und wie früher

$$a = 0,05 \text{ cm} \quad n = 23$$

so ergeben sich aus (34) und (35) die Kurven V. Gleichung (34) ist außerdem noch in Polarkoordinaten dargestellt, um das geometrische Aussehen des Plattenschnittes zu erkennen (s. Kurve VI).

Setzt man (35) in (7) ein, so erhält man voraussetzungsgemäß (33); der Verlauf ist auf dem Kurvenblatt VII ersichtlich. Für die Langwelle findet man dagegen nach besonderer Indizierung



$$\tau = \frac{k}{\sqrt{L_L} \sqrt{C_{aL} + \frac{k^2}{L_m \left(f_1 - (f_1 - f_2) \frac{\alpha}{\pi} \right)^2} - \frac{k^2}{L_m \cdot f_1^2}}} \quad (36)$$

Benutzt man obige Zahlenwerte sowie die im Zahlenbeispiel errechneten Werte L_L und C_{aL} für die Langwelle, so findet man die Langwellen-Frequenzkurve VII. Man ersieht, welchen Einfluß die Verschiedenheit der Anfangskapazitäten auf den Verlauf der Frequenzkurven hat. Während bei der Mittelwelle der Verlauf geradlinig ist, besteht bei der Langwelle eine, wenn auch schwache, Krümmung.

Nun zur Berechnung der Randabstände y aus (31). Da ρ nach (34) bekannt, ist noch φ aus (30) zu bestimmen, wobei man, wie schon dort erwähnt, Parameterdarstellung benutzt. Dies ist auf dem Kurvenblatt VIII durchgeführt. Überträgt man die x der Kurven III und IV, mit Hilfe der Beziehungen (34) und (35), Kurven V, in die Parameterdarstellung, so kann man aus dieser die Abhängigkeit φ von ρ , demnach auch C ersehen. Hiernach findet man Kurve IX. Damit sind alle erforderlichen Größen zur Darstellung der Gleichung (31) gegeben. Ihr Verlauf ist aus den Kurven X und XI ersichtlich. Zum Vergleich sind hier nochmals die Kurven III und IV eingezeichnet, und man erkennt, daß der Einfluß durch die Schrägstellung der Lamellen gegenüber der parallelen Abstände x ohne weiteres vernachlässigt werden kann.

Referate und Zeitschriftenschau

Die Verstärkung sehr hoher Frequenzen¹⁾

Jede Verstärker- und Überlagerungsstufe in einem Empfänger kann man als Vierpol nach Abbildung 1 auffassen, für den die folgenden Beziehungen gelten:

$$\begin{aligned} I_A &= a \cdot V_E - b \cdot V_A \\ I_E &= c \cdot V_E - d \cdot V_A \end{aligned}$$

In diesen beiden Gleichungen sind I_E und V_E die am Vierpol-Eingang, I_A und V_A die am Vierpol-Ausgang auftretenden Strom- bzw. Spannungswerte. Die Faktoren a , b , c und d stellen komplexe Leitwerte dar, und zwar ist a der reziproke Wert des Kennwiderstandes (Längswiderstandes) des Vierpoles, während c der komplexe Leitwert zwischen den Eingangsklemmen 1 und 2, b der komplexe Leitwert zwischen den Ausgangsklemmen 3 und 4 ist. Der Leitwert d der Rückkopplung wird

zunächst bei den Erwägungen als vernachlässigbar klein angenommen.

Legt man an die Eingangsklemmen 1 und 2 einen Wechselstromgenerator mit dem inneren Widerstand R_g , so wird das Verhältnis A der am Vierpol-Ausgang auftretenden Leistung zur Leistung am Vierpol-Eingang, also die Leistungsverstärkung des Vierpoles:

$$A = \frac{R_g \cdot |a|^2}{b_r} \cdot \left(\frac{1}{1 + c_r \cdot R_g} \right)^2$$

wo vorausgesetzt ist, daß die Realteile b_r und c_r groß gegenüber den Imaginärteilen der entsprechenden komplexen Leitwerte sind. Optimale Verstärkung ergibt sich bei Anpassung der Wechselstromquelle an den Vierpoleingang $c_r \cdot R_g = 1$ und wird:

$$A = \frac{|a|^2}{4 \cdot b_r \cdot c_r} \quad (1)$$

Für die Praxis ist aber nicht die Verstärkung einer einzigen Frequenz, sondern eines Frequenzbandes der Breite ω_0 mit der Mittelfrequenz ω von Interesse. Wenn die Band-

¹⁾ M. J. O. Strutt (N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven), Gain and Noise Figures at V. H. F. and U. H. F., Wireless Engineer, Band 25, Januar 1948, Seite 21.

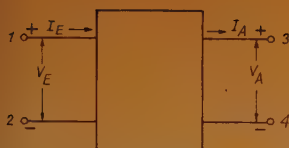


Abb. 1. Die Verstärkerstufe als Vierpol

Mitte: Abb. 2. Abhängigkeit der Verstärkung von der Wellenlänge des Trägers (für drei verschiedene Bandbreiten)

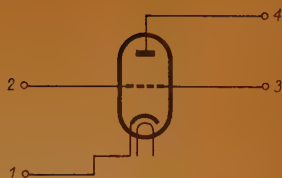
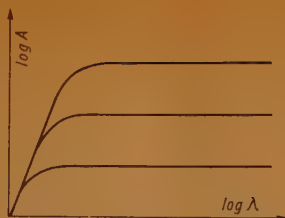


Abb. 3. Triodenschaltung für frequenzunabhängige Verstärkung

breite ω_0 klein gegen ω ist, kann man die Resonanzwiderstände der Schwingkreise groß gegen die Widerstände $1/c_r$ und $1/b_r$ machen. In diesem Falle kann man in Gleichung (1) für b_r und c_r die entsprechenden reellen Leitwerte setzen, die für die Röhre der betrachteten Stufe Gültigkeit haben. Da diese beiden Röhrenleitwerte theoretisch und auch erfahrungsgemäß in dem Frequenzbereich von 30 bis 3000 MHz proportional mit ω^2 zunehmen, aber frequenzunabhängig ist, sinkt die Verstärkung umgekehrt proportional zu ω^4 ab. Für eine bestimmte Frequenz ω_G , die Grenzfrequenz, ist die Leistungsverstärkung A auf den Wert 1 abgesunken. Man kann daher A auch in der Form

$$A = \left(\frac{\omega_G}{\omega} \right)^4 \quad (1a)$$

darstellen. Bei Spezial-Fernsehpentoden und -tetroden liegt die Grenzfrequenz $\omega_0/2\pi$ zwischen 300 und 600 MHz, so daß sich bei einer Trägerfrequenz von 60 MHz eine Verstärkung zwischen 625 und 10 000, für eine Trägerfrequenz von 100 MHz aber nur eine solche zwischen 81 und 1296 ergibt.

Bei größeren Bandbreiten werden jedoch die Resonanzwiderstände des Vierpol-Eingangs bzw. -Ausgangs

$$Z_{res} = \frac{1}{\omega_0 C_E} \quad \text{bzw.} \quad Z_{res} = \frac{1}{\omega_0 C_A}$$

mit den Werten $1/b_r$ und $1/c_r$ vergleichbar oder gar kleiner als diese. Für $c_r \gg \omega_0 C_E$ und $b_r \ll \omega_0 C_A$ tritt an die Stelle der Gleichung (1) die Beziehung

$$A = \frac{|a|^2}{4 \cdot c_r \cdot \omega_0 \cdot C_A} = \left(\frac{\omega_{G1}}{\omega} \right)^2 \quad (2)$$

und für $c_r \ll \omega_0 C_E$ und $b_r \ll \omega_0 C_A$ die Beziehung

$$A = \frac{|a|^2}{4 \cdot \omega_0^2 \cdot C_E \cdot C_A} = \left(\frac{\omega_{G2}}{\omega_0} \right)^2 \quad (3)$$

In den Gleichungen (2) und (3) sind ω_{G1} und ω_{G2} die Grenzfrequenzen, die ähnlich wie ω_G in Gleichung (1a) definiert sind. Steigert man die Trägerfrequenz ω bei festgehaltener absoluter Bandbreite ω_0 , so durchläuft A nacheinander die Gleichungen (3), (2) und (1) in dieser Reihenfolge, so daß sich eine Beziehung zwischen A und der Trägerwelle gemäß Abbildung 2 ergibt, in der A für drei verschiedene Bandbreiten aufgetragen ist. Die in Abbildung 2 dargestellte Abhängigkeit ist experimentell gut bestätigt worden.

Wird der Vierpol von einer Triode in der in Abbildung 3 angegebenen Schaltung gebildet, so ist $a_r = g_0$, $b_r = g_0/\mu$ und $c_r = g_0$, wo g_0 die Steilheit der Triode und μ ihr Verstärkungsfaktor ist. An die Stelle der Gleichungen (1), (2) und (3) treten dann also die Beziehungen:

$$A = \frac{\mu}{\mu}$$

$$A = \frac{|a|}{4 \cdot \omega_0 \cdot C_A} \quad \text{und}$$

$$A = \frac{|a|^2}{4 \cdot \omega_0^2 \cdot C_A \cdot C_E}$$

die sämtlich unabhängig von der Trägerfrequenz ω sind.

Für die Überlagerungsstufe gelten grundsätzlich ebenfalls die Gleichungen (1), (2) und (3), doch ist zu beachten, daß die Leitwerte a, b und c der Mischröhre im Takte der Oszillatorfrequenz schwanken und deren arithmetische Mittel in die Gleichungen einzusetzen sind. Da die durch die Überlagerung erzeugte Zwischenfrequenz nur etwa $1/10$ der Signalfrequenz beträgt und dementsprechend der Leitwert b am Stufenausgang nur $1/100$ bis $1/1000$ des Leitwertes am Stufeneingang ist, kommen für die Überlagerungsstufe praktisch nur die Gleichungen (2) und (3) in Frage. Während sich die für gittergesteuerte Misch-

röhren geltenden Gleichungen nur durch Zahlenfaktoren von den Gleichungen (2) und (3) unterscheiden, kann der Leitwert d für die Rückkopplung nicht vernachlässigt werden, wenn Dioden oder Kristallgleichrichter als Mischstufen arbeiten. Im einfachsten Fall kann man $b = c = Y_1$ und $a = d = Y_2$ setzen und erhält für die Leistungsverstärkung der Mischstufe:

$$A = \frac{Y_2^2}{Y_1 \cdot R_s \cdot (Y_1^2 - Y_2^2) + Y_1^2}$$

Hier ist A immer kleiner als 1 und nimmt besonders kleine Werte für niedrige Beträge von $\frac{\omega}{\omega_0}$ an; für Breitbandempfänger sind demnach

nach Dioden als Mischstufen sehr ungünstig. Die hier nur flüchtig skizzierten Überlegungen des Verfassers, die sich in der Hauptsache mit der Bedeutung der komplexen Leitwerte a , b , c und d der eingangs angegebenen Grundgleichungen für die verschiedenen Fälle der Verstärkung und Überlagerung bei dem Empfang von Meter- und Dezimeterwellen befassen, lassen sich in ganz ähnlicher Weise auf die Berechnung der Rauschspannungen dieser Schaltungen übertragen. Setzt man die Verstärkung A der betrachteten Stufe als gleichbleibend innerhalb der Bandbreite ω_0 voraus und bezeichnet die Rauschleistung am Ausgang mit P_N , so wird die Rauschziffer N dieser Stufe durch

$$N = \frac{P_N}{A \cdot k \cdot T \frac{\omega_0}{2\pi}} \quad (4)$$

definiert (k = Boltzmann-Konstante, T = absolute Temperatur). Eine als Vierpol aufgefaßte Verstärker- oder Überlagerungsstufe mit kurzgeschlossenen Eingangs- und Ausgangsklemmen liefert im Ausgang einen mittleren Rauschstrom

$$I_N^2 = 4 \cdot k \cdot T_k |Y| \frac{\omega_0}{2\pi}$$

wo T_k die wirksame Rauschtemperatur (etwa in der Größenordnung der Katodentempe-

ratur) und Y der mittlere Längsleitwert des Vierpoles ist. Die Rauschleistung P_N ergibt sich aus dieser Gleichung durch Division durch $4 \cdot b$; b ist der Leitwert am Ausgang des Vierpoles. Nach Gleichung (4) erhält man dann die Rauschziffer zu

$$N = \frac{T_k}{T} \cdot \frac{|Y|}{b \cdot A}$$

Ein Vierpol mit der Leistungsverstärkung A , der an seinem Ausgang die Rauschleistung P_N und die Signalleistung P_S liefert, kann man sich von einem Generator gespeist denken, der die Leistungen P_N/A und P_S/A an den Vierpol abgibt. Der Vierpol selbst kann dann als rauschfrei angesehen werden. Sieht man jetzt eine ebenfalls rauschfreie Rückkopplung vom Ausgang auf den Eingang des Vierpoles vor, wird zunächst die Rauschziffer N nicht verändert. Günstiger werden die Verhältnisse, wenn man den Vierpol durch mehrere parallel geschaltete Vierpole mit getrennten Ausgangsklemmen ersetzen kann. Dieser Fall kann bei Ein- oder Mehrgitterröhren meistens als gegeben angesehen werden. Sind die Rauschspannungen am Ausgang zweier parallel geschalteter Vierpole „kohärent“, so kann durch Rückkopplung vom Ausgang des einen Vierpoles auf den gemeinsamen Eingang die Rauschspannung am Ausgang des anderen Vierpoles beseitigt werden, vorausgesetzt, daß bei dieser Rückkopplung durch die Art der Schaltung innerhalb des Vierpoles nicht auch gleichzeitig die Signalspannung beseitigt wird. In Abbildung 4 ist als Beispiel dieser Unterdrückung des Rauschens angedeutet: eine Tetrode kann als zwei eingangsseitig (Klemmen 1 und 2) parallel geschaltete Vierpole mit den Ausgängen 3—4 und 5—6 aufgefaßt werden. Das durch statistische Schwankungen der Stromverteilung innerhalb der Tetrode verursachte Rauschen, das an den Ausgangsklemmen 3—4 und 5—6 aufgefaßt werden. Das durch statistische Schwankungen der Stromverteilung innerhalb der Tetrode verursachte Rauschen, das an den Ausgangsklemmen 3—4 und 5—6

„kohärent“ auftritt, kann durch Rückkopplung (dargestellt durch den Vierpol R) von 3—4 auf 1—2 an den Klemmen 5—6 unterdrückt werden. Ein weiteres Beispiel zeigt Abbildung 5, wo die Rückkopplung auf den Eingang 1—2 einfach durch die Impedanz Z erfolgt. Auch hier erfolgt Unterdrückung der durch den Schrotteffekt in der Triode erzeugten Rauschspan-



Abb. 4. Rückgekoppelte Tetrode mit unterdrückter Rauschspannung

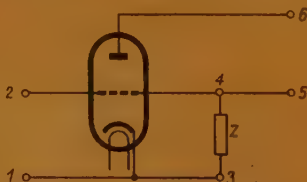


Abb. 5. Rückgekoppelte Triode mit unterdrückter Rauschspannung

nung ohne Vernichtung der Verstärkung. Beide Schaltungen konnten experimentell bei 300 MHz in der Wirkung bestätigt werden. Auch in der Mischstufe lassen sich durch ähnliche Schaltmaßnahmen die Rauschziffern herabsetzen (in der Praxis bis zu 15 db), wenn auch nicht in dem Maße wie in Verstärkerstufen, da eine „Kohärenz“ der Rauschspannungen an den Vierpol-Ausgängen nicht immer vorhanden ist.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 12 Seiten.)

Ein elektromechanischer Gleichstromverstärker

Vollkommen elektronische Gleichstromverstärker zeigen bei schwankender Netzspannung, instabiler Röhrencharakteristik, Temperatur- und Feuchtigkeitsveränderungen gewöhnlich keine konstant bleibende Verstärkung. Da, wo spannungsregelnde Schaltungen zu verwickelt oder Zerschackeranordnungen zu schwer erscheinen, ist ein neuer elektromechanischer Verstärker, der ursprünglich für den Gebrauch in Flugzeugen entwickelt wurde, von Vorteil¹⁾.

Das Prinzip dieses Verstärkers (Abb. 1) beruht darauf, daß sehr kleine Spannungsänderungen, etwa eines Meßgerätes, galvanometrisch zum Bewegen einer Metallzunge ausgenutzt werden. Die Metallzunge ihrerseits ist zwischen den Spulen eines gitter- und anodengesteuerten Oszillators angeordnet und belastet den Resonanzkreis entsprechend der Spannung am Galvanometer. Eine derartige Verstärkungsmethode ist besonders für schwache Eingangsspannungen aus einer Quelle mit niedriger Impedanz geeignet. Bei hinreichend empfindlicher Galvanometer-

anordnung lassen sich leicht Verstärkungsziffern von über 10^6 erreichen.

Sehr vorteilhaft ist eine „Rückkopplung“ der Ausgangsspannung auf das Galvanometer, was durch Auflegen besonderer Wicklungen auf die Galvanometerspule geschehen kann. Sie macht die Verstärkung weitgehend unempfindlich gegen Veränderungen im elektronischen Kreis und verbessert die Empfindlichkeit des Galvanometers in bezug auf schnelles Ansprechen der Metallzunge beträchtlich. Die Rückkopplung bringt außerdem Unabhängigkeit der Verstärkungsziffer von der Frequenz der Spannungsänderungen im Eingang bzw. der Zungenbewegung über einen ziemlich weiten Bereich. Der Ausgleich der Wirkung von Temperaturschwankungen auf die Galvanometerspulen läßt sich sehr einfach durch einen Widerstand erreichen, der in Reihe mit der Eingangsspule liegt, und durch einen anderen parallel zur Rückkopplungsspule.

Den Aufbau der als Eingangsstufe dienenden Galvanometeranordnung zeigt Abb. 2. Da nur sehr kleine Lageveränderungen der steuernden Metallzungen notwendig sind, kann er sehr einfach gehalten werden. Die Lagerung der Zunge erfolgt mittels einer kleinen Blattfeder. Das im Verhältnis zum Eingangsstrom große Drehmoment gestattet eine robuste und erschütterungsfreie Bauart.

Ein auf obenstehend beschriebener Grundlage gebauter Verstärker für Verwendung in Flugzeugen wiegt rund 0,9 kg, nimmt einen Raum von weniger als 660 cm³ ein und verbraucht unter 5 W. Seine Verstärkungsziffer ist auf 1000 festgelegt, um die Spannung eines Thermoelements von 5 mV auf 5 V zu bringen. Der Verstärker wird von einer unregelmäßig Gleichstromquelle (200 V) betrieben und zeigt bei Spannungsschwankungen zwischen 100 und 200 V nur 0,5 vH Verstärkungsabweichung.

¹⁾ C. G. Roper und J. F. Engelberger: Electromechanical D-C amplifiers; 'Electronics', November 1947, Seite 117...119.

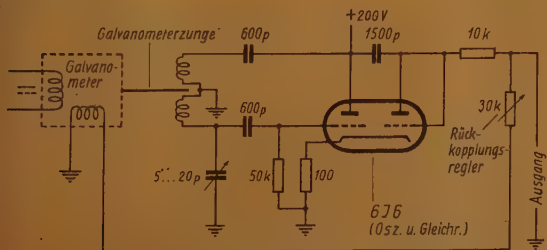


Abb. 1. Schaltschema für einen Gleichstromverstärker mit Rückkopplung. Verstärkungsziffer = 1000

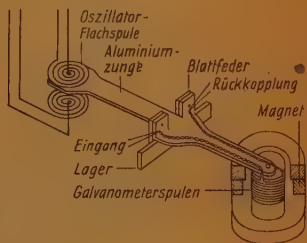


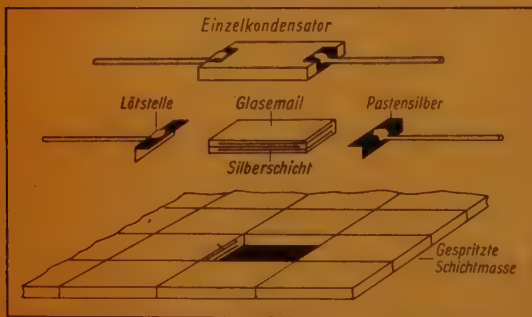
Abb. 2. Aufbau der galvanometrischen Oszillatorsteuerung für einen elektromechanischen Gleichstromverstärker

Die Brauchbarkeit des elektronischen Gleichstromverstärkers erstreckt sich auf viele Gebiete, z. B. auf die Verwendung für Schreibvorrichtungen von Meßgeräten, für Regelgeräte, zur Verstärkung von Fotozellenströmen u. a. m. In manchen Fällen kann er mit Vorteil das Galvanometer ersetzen. S.

Gespritzte Kondensatoren aus Glasemail und Silber

Die Knappheit an Mica während des Krieges führte zur Entwicklung von Kondensatoren aus Glasemail, deren elektrische Eigenschaften mit denen von Micakondensatoren vergleichbar sind*). Das angewendete Dielektrikum in einem für Spritzen geeigneten Zustand besteht aus 15...25 Gewichtsprozenten Silizium, 8...11 vH Alkalioxyd, 5...11 vH Alkalifluorid, 15...25 vH Bleioxyd und 11...30 vH anderer zweiwertiger Metalloxyde. Als Metallbeleg dient Silber in einem organischen Lösungsmittel. Der Herstellungsvorgang wird wie folgt beschrieben: Auf eine Stahlplatte, die mit einer verdünnten Lösung Aethylzellulose in Methanol bestrichen ist, wird mit einer Spritz-

ist. Anschließend wird die noch weiche Masse in Stücke geschnitten, die der Größe und Form der herzustellenden Kondensatoren entsprechen, und gebrannt, um sie von der Unterlage zu lösen und den einzelnen Stücken genügend Festigkeit zur weiteren Behandlung zu geben. Je nach dem Muster der aufgebrauchten Silberzwischen-schichten treten diese teils auf der einen, teils auf der anderen Seitenkante der Stücke heraus und werden mit Silberpaste leitend vereinigt. Dann erfolgt 12stündiges Brennen, wodurch die Stücke monolithische Emailstruktur erhalten. Nach Auflöten von Verbindungsleitungen sind die Kondensatoren gebrauchsfertig (s. Abb.). Nach diesem Verfahren lassen sich Kondensatoren beliebiger Größe bis herunter zu Streifen von 8 mm Breite herstellen. Die wirtschaftlichste Dicke liegt bei 3 mm. Es sind Kapazitäten von 15...5000 pF erreichbar. Die mechanische Festigkeit ist hoch, etwa wie die von Steatit. Infolge der Verteilung der Silberschichten über das ganze Volumen ist die Wärmeleitfähigkeit sehr gut, so daß Wärmeschocks nicht zum Springen der Kondensatoren führen.



Aufbau eines Kondensators aus Glasemail und Silber. Die einzelnen Stücke werden aus einer großen Scheibe des fertig geschichteten Werkstoffes ausgeschnitten

pistole eine gleichmäßige und genau auf ihre Stärke kontrollierte Schicht des Dielektrikums aufgetragen. Dann erfolgt Trocknen in einem Infrarotofen bis zu einer „käsigen“ Konsistenz. Darauf wird das Muster des Silberbelages entsprechend der Größe der gewünschten Einzelkondensatoren aufgebracht. Diese Arbeitsvorgänge wiederholen sich, bis die erforderliche Schichtzahl erreicht

Der dielektrische Verlustfaktor bewegt sich in der Größenordnung wie bei Mica. Die elektrische Leitfähigkeit der Silberschichten ist hoch. Die Kondensatoren haben 500 V Nenn-durchschlagsfestigkeit und je cm^3 eine Kapazität von 0,0006 μF . Typische Größen sind $7,6 \times 7,6 \times 1,3 \text{ mm}$ für 50 pF und $12 \times 12 \times 2,5 \text{ mm}$ für 350 pF. Die gewünschte Kapazität kann bei der Herstellung auf 2...3 vH eingehalten werden. Die Kapazitätsänderungen mit der Frequenz sind verhältnismäßig klein. Der Temperaturkoeffizient (105 Teile/1 Million $^{\circ}\text{C}$) bleibt bis 125 $^{\circ}\text{C}$ konstant. Der Kriechwiderstand liegt bei $10^4 \dots 10^6 \text{ M}\Omega$ und fällt auch bei hohem Luftfeuchtigkeitsgehalt nicht ab. S.

Die Doppelbrechung elektromagnetischer Wellen in der Ionosphäre

Schon 1925 wies Appleton darauf hin, daß elektromagnetische Wellen auf ihrem Weg durch die Ionosphäre durch den Einfluß des Erdmagnetfeldes eine Doppelbrechung erfahren müßten, also in zwei

*) C. I. Bradford, B. L. Weller und S. A. McNeight: Printed vitreous enamel components; 'Electronics', Dezember 1947, Seite 106...108.

Wellen mit verschiedener Dämpfung und verschiedenem Laufwege aufgespalten würden, die auch durch gegenseitige Interferenz zu Schwunderscheinungen beitragen könnten. Berechnet man den komplexen Brechungsindex für elektromagnetische Wellen in einem homogen ionisierten Gase, wie es die Ionosphäre darstellt, ohne Berücksichtigung des Erdmagnetfeldes, so zeigt sich, daß der Realteil dieses Brechungsindex für die Frequenzen der Rundfunkbereiche kleiner als eins ist, und im gesamten Frequenzgebiet eine anormale Dispersion auftritt, wenn man davon ausgeht, daß in einem stark verdünnten ionisierten Gase der Einfluß der freien Elektronen den der in Atomen gebundenen Elektronen überwiegt¹⁾. Demgegenüber ist die Ionosphäre für die hohen Frequenzen des sichtbaren Lichtes vollkommen durchlässig und der Brechungsindex wird gleich eins.

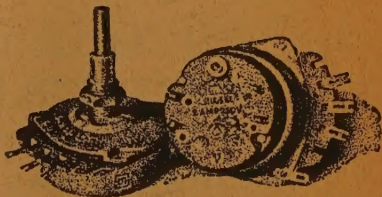
Ist in dem ionisierten Gase ein konstantes Magnetfeld, etwa das Erdmagnetfeld, vorhanden, so tritt in der Gleichung für den

¹⁾ H. Lassen, Zur Theorie der Doppelbrechung elektromagnetischer Wellen in einem ionisierten Gas unter dem Einfluß eines konstanten Magnetfeldes (Ionosphäre), Ann. Phys. (6) 1 (1947,) H. 7/8, Seite 415.

komplexen Brechungsindex eine Wurzel auf und man erhält entsprechend den beiden Vorzeichen dieser Wurzel zwei Werte für den Brechungsindex. Durch diese Doppelbrechung wird die ursprüngliche elektromagnetische Welle in zwei Wellen (1) und (2) aufgeteilt, die beide mit entgegengesetztem Umlaufsinn elliptisch polarisiert sind. Die Ellipsen für den magnetischen Vektor der Wellen liegen in einer zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Ebene, während die Ellipsen für den elektrischen Vektor und für die Elektronenbahn aus dieser Ebene herausgedreht sind, und zwar steht die Achse dieser Drehung senkrecht auf der durch die Ausbreitungsrichtung und die Richtung des konstanten Magnetfeldes gebildeten Ebene. Die elektrische Feldstärke hat infolge der Neigung ihrer Schwingungsebene gegen die Wellenebene eine longitudinale Komponente, die der Drehung der Elektronenbahn aus der gleichen Ebene proportional, aber stets kleiner als diese ist. Für die Welle (1) erfolgt diese Drehung in negativem, für die Welle (2) in positivem Sinne.

Ist die Ausbreitungsrichtung der beiden Wellen parallel zur Richtung des Erdmagnet-

DRALOWID



Regelwiderstände

nach DIN 41450.

0,5 Watt belastbar

mit und ohne 2-pol. Drehschalter (VDE). Stufenlose Regelung. Geringstes Eigen- und Drehrauschen. Lineare und logarithmische Regelkurven. Solider mechan. Aufbau. Vollständige Abschirmung.



STEATIT - MAGNESIA
AKTIENGESELLSCHAFT
WERK BERGHAUSEN (BEZ. KÖLN)

feldes, so sind magnetischer und elektrischer Vektor sowie die Elektronenbahn mit gleichem Umlaufsinn in der Wellenebene zirkular polarisiert, jedoch ist die Umlaufrichtung auch in diesem Falle für die Welle (1) der für die Welle (2) entgegengesetzt. Mit zunehmendem Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung und überlagertem Magnetfeld erfolgt die erwähnte Drehung der Schwingungsebene des elektrischen Vektors und der Elektronenbahn aus der Wellenebene heraus und die Bahnen werden elliptisch.

Für große Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung und Magnetfeld nimmt diese Drehung für die Welle (1) bis auf einen Wert von 90° zu, wenn Ausbreitungsrichtung und Magnetfeld senkrecht aufeinander stehen. Die magnetische Feldstärke ist dann linear polarisiert. Dagegen durchläuft die Drehung der Schwingungsebenen des elektrischen Vektors und der Elektronenbahn für die Welle (2) mit zunehmendem Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung und Erdmagnetfeld ein Maximum (für eine Wellenlänge von 84 m beträgt z. B. die maximale Drehung 20° für einen Winkel von 60° zwischen Ausbreitungsrichtung und Erdmagnetfeld) und geht dann

wieder bis auf Null zurück. Bilden Ausbreitungsrichtung und Magnetfeld einen rechten Winkel, dann sind elektrische und magnetische Feldstärke der Welle (2) in der Wellenebene linear polarisiert und stehen senkrecht aufeinander.

Verlassen die Wellen (1) und (2) bei ihrer Rückkehr zur Erdoberfläche die Ionosphäre, so behalten sie ihre im allgemeinen elliptische Polarisation bei, jedoch verschwindet die longitudinale Komponente der elektrischen Feldstärke bei dem Austritt aus der Ionosphäre.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 14 Seiten.)

Die funkentelegrafische Bekanntgabe der Sonnenflecken-Relativzahlen und ihre Bedeutung

In Band 1 FUNK UND TON 1947 Nr. 5, S. 268, veröffentlichten wir von Herrn Prof. Dr. H. von Klüber einen kurzen Bericht über die Zeiten und Wellenlängen des Schweizer Kurzwellendienstes, der regelmäßig die Sonnenfleckenrelativzahlen durchgibt. Die Zeiten und die Wellenlängen haben sich inzwischen gemäß nebenstehender Tabelle geändert.



FUNKTECHNISCHE WERKSTÄTTEN UND GERÄTEBAU

FRANZ-MARIA HEIDECKER

BERLIN-SPANDAU · REICHSTRASSE · FW-HAUS

liefert prompt und in anerkannter Präzision:

Röhrenvoltmeter, Meßbereich: $0,05-100\text{ V}$ $\overline{\approx}$ $30-20\ 000\ \text{Hz}$

Tongeneratoren mit eingebautem Röhrenvoltmeter, Nullpunkt-Anzeiger - Frequenzbereich $30-15\ 000\ \text{Hz}$

Meßbrücken mit magisch. Auge, Meßbereiche: $10\text{ pf}-10\ \mu\text{F}/0,1\ \Omega-10\ \text{M}/\Omega$
Ein- u. Zweistrahl-Oszillographen, mit und ohne Kippgerät und Verstärker
Klirrfaktor-Meßbrücken nach Heinrich-Hertz-Institut . Aussteuerungsanzeigergeräte nach Prof. Leithäuser und Marquardt . Sender-Überwachungsgeräte nach Dipl.-Ing. Eppen . Röhrenmeßgeräte
Komplette Meßplätze für Laboratorien und Industrie

Aussendung der Sonnenflecken-Relativzahlen durch den schweizer Kurzwellensender

(Neue Zeiten und Wellenlängen nach Mitteilung vom 19. 5. 1948)

Für Nordamerika: Im Anschluß an die Heimatnachrichten jeweils am 4. Tag des Monats:

MEZ	Rufz.	Frequenz	Wellenlänge
23h 30m	Heu 5	11815 kHz	25.39 Met.
02 35	Heu 5	11815	25.39
	Her 4	9535	31.46
	Her 6	15305	19.60
04 15	gleiche Wellen und Rufzeichen wie 02h 35m		

Für Südamerika: Im Anschluß an die Heimatnachrichten jeweils am 4. Tag des Monats:

MEZ	Rufz.	Frequenz	Wellenlänge
01h 40m	Her 5	11865 kHz	25.28 Met.
	Her 4	9535	31.46
	Her 6	15305	19.60

Für den Orient: Im Anschluß an die Heimatnachrichten jeweils am 4. bzw. nächsten Sendetag des Monats (Sendetage: Mo — Di — Do — Fr)

MEZ	Rufz.	Frequenz	Wellenlänge
16h 00m	Hei 5	11715 kHz	25.61 Met.
	Her 7	17784	16.87

Für Australien, Neuseeland und den Fernen Osten:

Im Anschluß an die Heimatnachrichten jeweils am 4., bzw. nächsten Sendetag des Monats (Sendetage: Mo — Di — Do — Fr — Sa)

MEZ	Rufz.	Frequenz	Wellenlänge
08h 15m	Her 5	11865 kHz	25.28 Met.
	Hei 5	11715	25.61
	Her 7	17784	16.87

Prof. v. Klüber, Zürich

Zeichnungen nach Angaben der	
Verfasser FUNK UND TON Labor	
Römhild	3
Sommermeier	4
Trester	36

HF-MESSGERÄTE

Wir liefern:

Röhrenvoltmeter
Meßverstärker
Leitwertmesser
Frequenzmesser
Kapazitätsmesser
Selbstinduktionsmesser
Quarze
HF-Laboreinrichtungen

ROHDE & SCHWARZ
Berlin W 30



HF-MESSUNGEN

Wir führen Messungen durch:

Verlust- und Gütefaktormessungen
Kapazitäts- und Induktivitätsmessungen
Eichung und Abgleich von HF-Geräten
HE-Empfindlichkeitsmessungen
Tonfrequenzmessungen
Klirrfaktormessungen
Prüfung von Verstärkern, Röhren, HF-Kabeln

ROHDE & CO. G.M.B.H.
Augsburger Str. 33 · Tel. 91 27 62

Wir kaufen gebrauchte und reparaturbedürftige HF-Meßgeräte

Inhaltsverzeichnis FUNK UND TON

Bd. 2 (1948), Nr. 7, Seiten 326...378

Dr. W. Kleinstaub und Ing. G. Riese:
Über die Trennschärfe bei Rundfunk-
empfängern.

DK 621.396.62: 621.396.84 327

Dr. H. A. Heß: Das Kurzwellenecho.

DK 621.396.826.029.58: 531.719 334

Gaston Potier: Procédés et dispositifs utilisés
dans les transmissions multiplex par impulsions.

DK 621.396.44: 621.3.083.72: 621.3.052.7 345

Kurt Pfeil: Der Gleichlauf im Super.

DK 621.396.621.53(083.3) 358

Referate

Die Verstärkung sehr hoher Frequenzen. *)

DK 621.396.64.029.6 370

Ein elektromechanischer Gleichstromverstärker.

DK 621.396.647 373

Gespritzte Kondensatoren aus Glasemail und
Silber.

DK 621.319.4+ 666.29+ 546.57 374

Die Doppelbrechung elektromagnetischer Wellen
in der Ionosphäre. *)

DK 621.396.11: 551.510.535 374

Die funkentelegrafische Bekanntgabe der Sonnen-
flecken-Relativzahlen und ihre Bedeutung.

DK 523.746: 621.396.8 376

Von den mit einem *) versehenen Referaten können
Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung
des Betrages in Briefmarken von M 2,— für die
Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung
gestellt werden.

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin-Borsigwalde, Eichborndamm 141/167. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leit-
häuser. Bezugspreis vierteljährlich 9,— RM. Bei Postbezug 9,15 RM (einschl. 15 Pf. Postgebühren)
zuzüglich 12 Pf. Bestellgeld. Die Abonnementsgebühren werden innerhalb Groß-Berlins durch
die Filialboten der Druckerei- und Vertriebsgesellschaft m. b. H., Berlin W 8, und
deren Filialen in allen Stadtteilen Berlins. Anzeigenverwaltung: Berliner Werbe Dienst,
Berlin W 8, Telefon 42 51 81. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung
des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin.

FOTOKOPIEN

kurzfristig



BLN.-NEUKÖLLN, WEICHELSTR. 8 · RUF: 62 38 53